
DIPLOMARBEIT

Untersuchung des thermischen und magnetischen Verhaltens von $\text{Fe}_2\text{V}_{1-x}\text{W}_x\text{Al}$ Heusler Verbindungen bei 4 bis 300 K und 0 bis 9 T

Ausgearbeitet am

Institut für Festkörperphysik der Technischen Universität Wien

Unter der Anleitung von

Ao.Univ.Prof. Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Ernst Bauer

und

Ass.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Herbert Müller

durch

Alexander Sas BSc
Studentennummer: 01025864
Studienkennzahl: 066460
alexander.sas@gmx.at

Wien, am 26. März 2020

Danksagung

Besonders möchte ich mich bei meinen Betreuern Professor Ernst Bauer und Professor Herbert Müller für die Aufnahme in ihre Arbeitsgruppe bedanken, sowie auch für die unermüdliche Unterstützung und angenehme Zusammenarbeit während dieser Zeit.

Zusätzlich möchte ich noch Alexander Riss und Johannes Kurz meinen Dank aussprechen für deren Hilfe und guten Ratschläge.

Ganz herzlich danke ich auch meinen Eltern, die mir nicht nur das Studium ermöglicht haben, sondern mir auch immer in guten wie schlechten Zeiten zur Seite gestanden sind.

Zusammenfassung

Das Entstehen einer Spannung aufgrund einer Temperaturdifferenz entlang eines elektrischen Leiters beziehungsweise Halbleiters wird als Seebeck-Effekt bezeichnet. Die bei vielen industriellen Prozessen auftretende Abwärme könnte daher mit Hilfe dieses Effekts in elektrische Energie transformiert werden.

In dieser Diplomarbeit wurden auf der Heusler-Verbindung Fe_2VAl basierende Schichten hinsichtlich deren thermischen und magnetischen Eigenschaften untersucht. Der Fokus lag dabei im Wesentlichen auf der Messung vom spezifischen elektrischen Widerstand ρ_{xx} und des Hall-Widerstandes R_{xy} bei konstanten Temperaturen oder konstanten Magnetfeldern und in Folge dessen bei der Ermittlung des Hall-Koeffizienten R_H , der Beweglichkeit der Ladungsträger μ und der Ladungsträgerdichte n , da diese wichtige Parameter zum Verständnis von thermoelektrischen Materialien für industrielle Anwendungen sind.

Im Zuge der Arbeit wurden auf $\text{Fe}_2(\text{V}, \text{W})\text{Al}$ basierten Proben mit unterschiedlich dotierten Anteilen von Wolfram-Atomen untersucht, um deren thermische und magnetische Eigenschaften zu vergleichen. Der Temperaturbereich der experimentellen Untersuchungen lag hier zwischen 4 und 300 K sowie bei magnetischen Feldern von 0 bis 9 T. Zur Ermittlung der thermoelektrischen Eigenschaften wurden Messungen mit Hilfe des Hall-Effektes und der Van-der-Pauw-Technik an einem ^4He -Kryostaten durchgeführt, der mit einem supraleitenden Magneten ausgestattet ist.

Zur Überprüfung der Messergebnisse am ^4He -Kryostaten bei Raumtemperatur wurde die am Institut für Festkörperphysik der TU Wien vorhandene Messstation HERMES herangezogen.

Schließlich fand die Auswertung der gemessenen Daten mit Hilfe von festkörperphysikalischen Modellen statt.

Abstract

The occurrence of a voltage due to a temperature difference along an electrical conductor or semiconductor is referred to as the Seebeck effect. The waste heat that occurs in many industrial processes could thus be transformed into electrical energy using this effect.

In this thesis, thin layers based on the Heusler compound Fe_2VAl were examined with regard to their thermal and magnetic properties. The focus was essentially on the measurement of the specific electrical resistivity ρ_{xx} and the Hall resistance R_{xy} at constant temperature or constant magnetic fields and subsequently on the determination of the Hall coefficient R_H , the mobility of the charge carriers μ and the charge carrier density n , since these quantities are important parameters for understanding thermoelectric materials for industrial applications.

In the course of the work, samples based on $\text{Fe}_2(\text{V}, \text{W})\text{Al}$ with differently doped contents of tungsten were examined in order to compare their thermal and magnetic behavior. The temperature range of experiments here was between 4 and 300 K and for magnetic fields from 0 to 9 T. To determine the thermoelectric properties, measurements were carried out using the Hall effect and the Van der Pauw technique employing a ^4He -cryostat, which is equipped with a superconducting magnet.

The measuring station HERMES available at the Institute of Solid State Physics TU Wien was used to check the measurement results on the ^4He -cryostat at room temperature.

Finally, the measured data were evaluated using recent solid-state physical modell.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung und Überblick	1
2	Physikalische Grundlagen	4
2.1	Thermoelektrizität	4
2.1.1	Seebeck-Effekt	4
2.1.2	Anwendungen	6
2.2	Elektrischer Widerstand	7
2.2.1	Regel von Mathiessen	8
2.2.2	Temperaturabhängigkeit	9
2.2.3	Metall-Halbleiter-Modell	11
2.3	Bändermodell	13
3	Hall-Effekt	14
3.1	Überblick	14
3.2	Van-der-Pauw-Technik	19
3.3	Ein-Band-Systeme	21
3.4	Zwei-Band-Systeme	23
3.5	Anomaler Hall-Effekt	26
4	Messtechnik	27
4.1	Überblick	27
4.2	Probenkontaktierung	28
4.3	Messinstrumente	30
4.4	^3He -Kryostat	33
4.5	^4He -Kryostat	39
5	Messvorbereitungen	42
5.1	Überblick	42
5.2	Charakteristik der Proben	44
5.3	Messablauf am ^4He -Kryostaten	46
5.4	Untersuchte Proben	47

6	Messungen	48
6.1	Messstation HERMES bei Raumtemperatur	48
6.2	Messungen an quaderförmigen Proben	49
6.3	Messungen an plattenförmigen Proben	58
6.4	Messungen an dünn-schichtigen Proben	75
7	Auswertung	96
7.1	Überblick	96
7.2	Plattenförmige Fe ₂ VAl-Probe	97
7.3	Plattenförmige Fe ₂ V _{0.8} W _{0.2} Al-Probe	98
7.4	Dünnschichtprobe 02cW03	99
7.5	Dünnschichtprobe W38-Fe ₂ V _{0.8} W _{0.2} Al	104
7.6	Dünnschichtprobe W39-Fe ₂ V _{0.8} W _{0.2} Al	109
8	Conclusio	114
8.1	Resultate	114
8.2	Ausblick	117
A	Wichtige Formeln	118
B	Anleitung für Probenpräparationen	123
C	Anleitung für Messungen am ⁴He-Kryostaten	125
C.1	Grundsätzliches	125
C.2	Starten bei Raumtemperatur (300 K)	128
C.3	Messung zwischen 4 K und 50 K	134
C.4	Messung zwischen 4 K und 100 K	135
C.5	Messung zwischen 4 K und über 100 K	136
D	Kühlmethoden des ³He-Kryostaten	139
E	Probenstab des ³He-Kryostaten	141
E.1	Abschnitte	143
E.2	Platinenseiten	144
E.3	Verbindungen und Anordnungen	146
E.4	Übersicht Innenseite von Platine	147
E.5	Probenhalterung	148
E.6	D25- zu Fischer-Stecker	149
	Literaturverzeichnis	151
	Abbildungsverzeichnis	154
	Tabellenverzeichnis	159

Kapitel 1

Einführung und Überblick

Thermoelektrizität könnte bei vielen technischen Anwendungen verwendet werden, da sie die Umwandlung von Wärmeenergie in Elektrizität und umgekehrt ermöglicht, wie zum Beispiel zur Temperaturmessung und -regelung. Materialien mit geeigneten thermoelektrischen Eigenschaften können aber auch für thermoelektrische Kühler und Generatoren verwendet werden. Das Interesse der Industrie an diesen Materialien ist dementsprechend groß. Die Informationen zu diesem Kapitel stammen aus den folgenden Quellen: [1] [2]

Auf der Suche nach Verbindungen mit immer besseren thermoelektrischen und -magnetischen Eigenschaften werden seit einigen Jahren auch Heusler-Verbindungen, zum Beispiel Fe_2VAl , untersucht. Der Vorteil dieser Materialien sind die relativ geringen Materialkosten, sowie herausragende mechanische und chemische Stabilität. Vom festkörperphysikalischen Standpunkt aus gesehen, sind es die relativ geringen Bandlücken in der elektronischen Zustandsdichte, sodass durch Substitutionen die elektronischen Eigenschaften an der Fermi-Energie leicht verändert werden können. Außerdem lassen sich durch gezielte Wahl der substituierenden Atome die einzelnen fcc-Untergitter verändern und die thermische Leitfähigkeit reduzieren. Aufgrund der Abhängigkeit der thermoelektrischen und -magnetischen Eigenschaften vom finalen Herstellungsprozess werden auch Dünnschichtsysteme aus Heusler-Verbindungen untersucht.

Als Heuslersche Legierungen, benannt nach Friedrich Heusler, werden in der Metallkunde Legierungen bezeichnet, die als wesentlichen Bestandteil eine Heusler-Phase enthalten. Heusler-Phasen sind intermetallische Phasen mit spezieller Zusammensetzung und Gitterstruktur. Sie können ferromagnetisch sein, obwohl die darin enthaltenen Legierungselemente diese Eigenschaft nicht aufweisen. Heusler beschrieb dieses Phänomen 1903 zuerst an Cu_2MnAl . Heusler-Verbindungen zeigen andere Eigenschaften, als man aus der Kombination der Legierungsbestandteile vermuten würde: Die erste Heusler-Verbindung bestand aus den nicht-ferromagnetischen Elementen Kupfer, Mangan und Aluminium. Cu_2MnAl ist jedoch sogar bei Raumtemperatur ein Ferromagnet.

Es werden zwei Typen von Heuslerschen Legierungen unterschieden: Die halben Heusler-

Legierungen haben allgemein eine Zusammensetzung XYZ (jeder Buchstabe steht für ein Legierungselement), während die vollständigen Heusler-Legierungen nach der Formel X_2YZ zusammengesetzt sind. Dabei sind X und Y Übergangsmetalle, während Z ein Element der III.-V. Hauptgruppe ist. Die Legierungselemente bilden Ordnungsphasen, sodass die Kristallstruktur aus vier (beim XYZ-Typ ist eines unbesetzt) ineinander geschichteten kubisch-flächenzentrierten Teilgittern besteht.

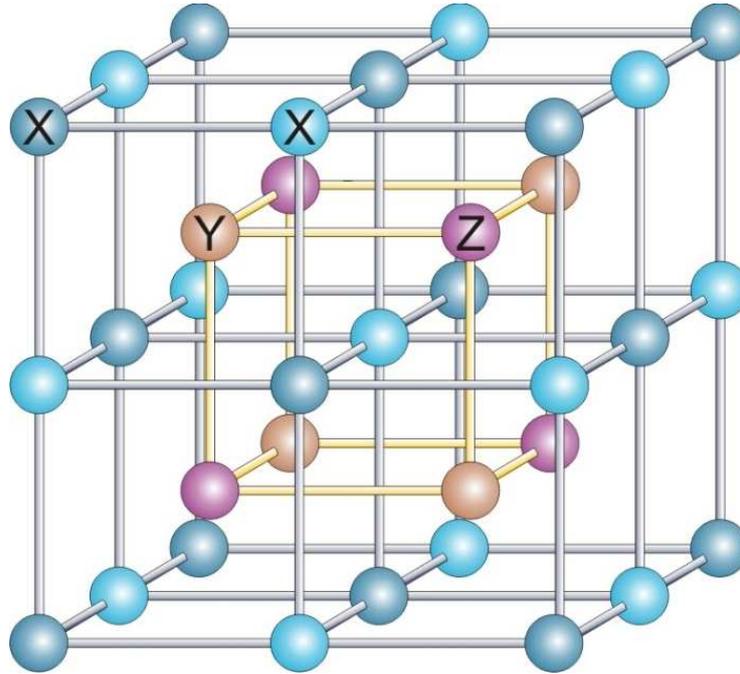


Abbildung 1.1: Bei vollständigen Heusler-Legierungen der Zusammensetzung X_2YZ sind zwei X-Positionen (L21-Struktur) besetzt, bei halben Heusler-Legierungen XYZ bleibt ein kubisch-flächenzentriertes Teilgitter unbesetzt (C1b-Struktur).

Einen typischen Vertreter einer Heuslerschen Legierung stellt Fe_2VAl dar. Nähere Informationen hierzu befinden sich im Kapitel mit den Messungen (siehe Abschnitt 5.2).

Das Forscherteam von Professor Bauer am Institut für Festkörperphysik der TU Wien zielt darauf ab, neue thermoelektrische und -magnetische Materialien mit effizienter thermoelektrischer Umwandlung zu entwickeln. Unter anderem wird die Gütezahl ZT dieser thermoelektrischen Proben untersucht, um ihre Eignung für die Umwandlung von Wärmeenergie in elektrische Energie zu ermitteln.

Die hier vorgestellte Diplomarbeit befasst sich im Kern mit den Messungen des spezifischen elektrischen Widerstandes ρ_{xx} und des Hall-Widerstandes R_{xy} an der Heusler-Legierung $Fe_2(V, W)Al$ mit unterschiedlichen Dotierungen von Wolfram-Atomen bei tiefen Temperaturen bis hinauf zur Raumtemperatur (4 bis 300 K) und bei variablen Magnetfeldern (0 bis 9 T) sowie zusätzlich mit weiteren thermischen und magnetischen Eigenschaften, wie zum

Beispiel der Beweglichkeit der Ladungsträger und der Ladungsträgerdichte. Diese Größen können mit Hilfe des Hall-Effekts mittels der Van-der-Pauw-Technik bestimmt werden. Bei Durchführung dieser Messungen in einem ^4He -Kryostaten können Temperaturen bis zu 4 K erreicht und dadurch die Abhängigkeit dieser Größen als Funktion der Temperatur und auch der Magnetfelder verifiziert werden.

Zu Beginn der Arbeit war angedacht, dass die Messungen an einem ^3He -Kryostaten durchgeführt werden, weil hier noch tiefere Temperaturen (zirka 0.4 K) und höhere Magnetfelder (bis 14 T) erreicht werden könnten. Leider stellte sich am Ende der Reparaturarbeiten heraus, dass ein großes Leck am Plattenventil vorhanden ist, sodass kein ausreichendes Vakuum im Inneren des Kryostaten erzeugt werden konnte. Deswegen wurde die Entscheidung getroffen, die Messungen an einem ^4He -Kryostaten durchzuführen, der in Folge einwandfrei funktionierte.

In Hinsicht auf zukünftige Reparaturmaßnahmen am ^3He -Kryostaten werden sämtliche Informationen (Stand: April 2019) rund um die Anlage und des Probenstabes im Zuge dieser Arbeit festgehalten und dokumentiert.

In Kapitel 2 werden die für die Messungen und Auswertungen notwendigen physikalischen Grundlagen und Theorien erörtert.

Kapitel 3 befasst sich im Speziellen mit dem Hall-Effekt und seinen wesentlichen Eigenschaften.

In Kapitel 4 wird die verwendete Messtechnik, insbesondere die He-Kryostate, vorgestellt.

Kapitel 5 beinhaltet die Messvorbereitungen und -abläufe, sowie eine Liste mit allen untersuchten Proben.

In Kapitel 6 werden alle gemessenen Daten der unterschiedlich dicken und dotierten Proben erläutert, die an der Messstation HERMES und am ^4He -Kryostaten ermittelt wurden.

Die genaue Auswertung von signifikanten Messreihen befindet sich in Kapitel 7 sowie eine Zusammenfassung der Resultate und Schlussfolgerung mit Ausblick in Kapitel 8.

Die Anhänge inkludieren wichtige physikalische Formeln, Anleitungen zur Probenpräparation beziehungsweise Messungen am ^4He -Kryostaten, Kühlmethoden des ^3He -Kryostaten sowie eine detaillierte Beschreibung des restaurierten Probenstabes für den ^3He -Kryostaten.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die wesentlichen physikalischen Grundlagen hinsichtlich der Thermoelektrizität, des elektrischen Widerstandes, von Heusler-Materialien sowie das Bändermodell von Festkörpern erläutert. Die Informationen und Herleitungen aus diesem Kapitel stammen zum Großteil aus den folgenden Quellen: [1], [2], [3], [4], [5], [6], [7], [8], [9], [10], [11], [12] und [13].

Im Anhang A befindet sich, hinsichtlich diesem Kapitel, eine Zusammenfassung der wichtigsten Formeln.

2.1 Thermoelektrizität

Unter Thermoelektrizität wird die gegenseitige Beeinflussung von Temperatur und Elektrizität und ihre Umsetzung ineinander verstanden. Dabei werden folgende umkehrbare Phänomene zwischen den beiden physikalischen Größen unterschieden:

- Seebeck-Effekt
- Peltier-Effekt
- Thomson-Effekt

2.1.1 Seebeck-Effekt

Der thermoelektrische Effekt beziehungsweise Seebeck-Effekt wurde 1821 vom Physiker Thomas Johann Seebeck zufällig entdeckt. Er fand, dass in einem Metallstab eine Spannung entsteht, wenn ein Temperaturgradient auftritt, siehe Abbildung 2.1. Die resultierende Spannung ist

$$U(T) = \int_{T_1}^{T_2} (S_B(T) - S_A(T)) dT \quad (2.1)$$

Dabei sind S_A und S_B die Seebeck-Koeffizienten der Metalle A und B. Die Seebeck-Koeffizienten sind nichtlinear und hängen von der absoluten Temperatur, dem Material und der Kristallstruktur des Leiters ab. Um die Umwandlungsrate Wärme in elektrische Energie in Materialien zu erhöhen, ist es wichtig, den Wert der Seebeck-Koeffizienten zu erhöhen, damit die bei einem Temperaturgradienten entstehende Spannung U einen höheren Wert erreicht.

Aufgrund des Temperaturgradienten trägt die Diffusion von Elektronen hauptsächlich zur Thermokraft bei. Da die kinetische Energie der Elektronen mit der Temperatur zunimmt, erfolgt die durchschnittliche Bewegung der Elektronen vom wärmeren zum kälteren Teil des Materials. Diese Ladungsverschiebung verursacht ein elektrisches Feld, welches einen entgegengesetzten Effekt auf die Elektronen ausübt, da es zu einer Verschiebung von Ladungen vom kalten Ende zum heißen Ende führt. Im dynamischen Gleichgewicht kompensieren sich beide Teilströme.

Ein Ausdruck des Seebeck-Koeffizienten S kann aus diesem dynamischen Gleichgewicht in einem vereinfachten Modell abgeleitet werden (mit Boltzmann-Konstante k_B , Temperatur T , Elementarladung e und Fermi-Energie E_F):

$$S(T) = -\frac{\pi^2 \cdot k_B^2 \cdot T}{6 \cdot e \cdot E_F} \quad (2.2)$$

Die Thermoelektrizität hängt stark von der Dichte und der Beweglichkeit der Ladungsträger ab. Diese beiden Parameter müssen weiterhin untersucht werden, um neueste Materialien mit höheren Seebeck-Koeffizienten zu entdecken.

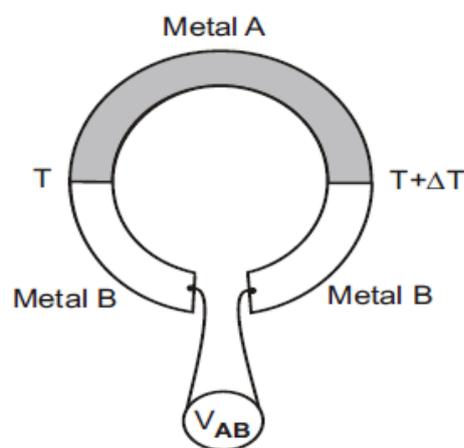


Abbildung 2.1: Seebeck-Effekt mit Thermospannung V_{AB} .

2.1.2 Anwendungen

Thermoelemente aus Metallen wandeln thermische Energie nur sehr ineffizient in elektrische Energie um und werden daher fast nur als Thermoelement zur Temperaturmessung eingesetzt. Zur Messung kleiner Temperaturdifferenzen können viele Thermoelemente elektrisch in Reihe geschaltet werden, zum Beispiel in der Thermosäule zur Messung von Strahlung. Die Thermospannungen treten als störender Effekt bei der Messung kleiner Gleichspannungen auf. Hier muss entsprechend auf kleine Temperaturgradienten und eine passende Materialwahl geachtet werden.

Durch Einsatz von Halbleitermaterialien lässt sich der Umwandlungswirkungsgrad deutlich steigern. Damit lassen sich thermoelektrische Generatoren bauen. Solche Generatoren beziehungsweise Wandler finden unter anderem in Isotopenbatterien Anwendung und wandeln verschleißfrei ohne bewegte Teile Wärmeenergie in elektrische Energie um. Der Wirkungsgrad liegt aber auch bei den neuen Materialien noch deutlich unter dem Carnot-Wirkungsgrad. Zurzeit wird angestrebt, solche thermoelektrischen Generatoren verstärkt zur Nutzung von Abwärme, zum Beispiel in KFZ, Blockheizkraftwerken, Abwasseranlagen oder Müllverbrennungsanlagen, einzusetzen.

Der Peltier-Effekt lässt sich in Peltier-Elementen zur Kühlung und Temperaturregelung nutzen. Wegen des relativ schlechten Wirkungsgrades bleibt dies aber auf eher kleine Anwendungen beschränkt. Vorteilhaft sind dabei die gute Skalierbarkeit, Regelbarkeit und Zuverlässigkeit. Vom Aufbau und den geforderten Materialeigenschaften sind Peltier-Elemente und thermoelektrische Generatoren ähnlich.

Für den Thomson-Effekt gibt es keine technische Anwendung. Der Effekt ist so klein, dass schon der Nachweis nicht einfach ist. Über den Thomson-Effekt lassen sich jedoch durch Integration über die Temperatur die absoluten thermoelektrischen Koeffizienten verifizieren.

2.2 Elektrischer Widerstand

Der elektrische Widerstand R mit der Einheit $[\Omega]$ ist durch das Ohmsche Gesetz

$$R = \frac{U}{I} \quad (2.3)$$

gegeben. Es ist ein Maß dafür, welche elektrische Spannung U angelegt werden muss, um einen bestimmten Strom I durch einen Leiter fließen zu lassen.

In Abbildung 2.2 ist ersichtlich, wie ein mittels dem Ohmschen Gesetz bestimmter Widerstand ein auf die Geometrie des Materials bezogener Wert, der durch die sogenannte Bemessungsgleichung des elektrischen Widerstandes

$$R = \rho_{xx} \cdot \frac{L}{A} \quad (2.4)$$

ausgedrückt werden kann:

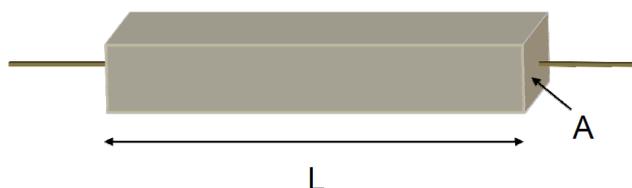


Abbildung 2.2: Geometrie zur Widerstandsmessung.

Dabei ist ρ der von der Geometrie unabhängige spezifische Widerstand des untersuchten Materials mit der Einheit $[\Omega \cdot m]$, A die Querschnittsfläche in $[m^2]$ und L die Länge des Materials in $[m]$. Durch Einsetzen und Umformen der beiden oben genannten Formeln ergibt sich für den spezifischen Widerstand folgende Gleichung:

$$\rho_{xx} = R \cdot \frac{A}{L} = \frac{U \cdot A}{I \cdot L} \quad (2.5)$$

Aus dieser Gleichung geht hervor, dass bei Anlegen eines bekannten Stromes und bei Kenntnis der Geometrie durch Messen der abfallenden Spannung der spezifische Widerstand ermittelt werden kann. Hierbei kann sowohl mit Gleich-, als auch mit Wechselstrom gemessen werden, wenn die zu ermittelnde Probe keine induktiven oder kapazitiven Anteile aufweist. Bei Widerstandsmessungen können an den Kontaktstellen Thermospannungen auftreten. Der Vorteil der Wechselstrom-Methode ist, dass diese Thermospannungen durch die ständige Umkehrung der Polarität eliminiert werden.

In Abbildung 2.3 wird gezeigt, wie eine Vier-Leiter-Messung mit getrennten Strom- und

Spannungskontakten typischerweise am Institut für Festkörperphysik der TU Wien durchgeführt wird.

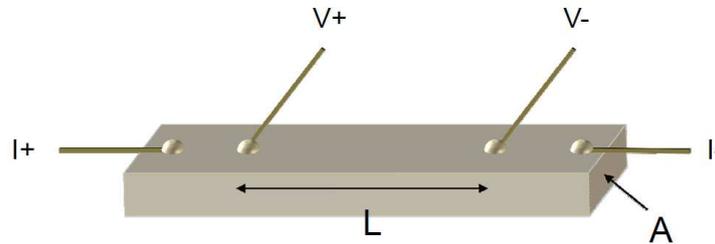


Abbildung 2.3: Vier-Leiter-Messung zur Bestimmung des spezifischen Widerstandes.

Diese Methode erlaubt das Messen sehr kleiner Widerstände, da die Zuleitungs- und Kontaktwiderstände, die durchaus wesentlich größer sein können als der zu messende Widerstand, aufgrund des hochohmigen Spannungsabgriffs vernachlässigbar sind.

Zu beachten sind die unterschiedlichen Längen L in den beiden Abbildungen. In Abbildung 2.3 ist dies die Abgriffslänge zwischen den beiden Spannungskontakten, während in Abbildung 2.2 die gesamte Länge des Widerstandes mit L bezeichnet wird.

2.2.1 Regel von Mathiessen

Der elektrische Widerstand folgt aus verschiedenen Mechanismen wie beispielsweise durch Streuung der Leitungselektronen an Gitterschwingungen (Phononen) oder auch durch Streuprozesse der freien Elektronen untereinander. Daraus resultieren unterschiedliche Arten von Streuzentren, die durch ihren Streuquerschnitt S und durch ihre Dichte n_S charakterisiert werden. Aus dem Produkt der beiden Größen folgt die reziproke mittlere freie Weglänge $FWL^{-1} = n_S \cdot S$. Treten nun in einer Probe verschiedene voneinander unabhängige Streuprozesse auf, so addieren sich prinzipiell die jeweiligen Streuquerschnitte:

$$FWL^{-1} = \sum_i n_{i,S} \cdot S \quad (2.6)$$

Da die mittlere freie Weglänge proportional zum Widerstand ρ_{xx} ist, können dadurch die Widerstände ρ_i der voneinander unabhängigen Einzelprozesse aufsummiert werden und der Gesamtwiderstand kann in Metallen aus einem temperaturunabhängigen sowie einem temperaturabhängigen Anteil zusammengesetzt werden. Dieser Sachverhalt ist als Mathiessen-Regel bekannt:

$$\rho_{xx} = \rho_0 + \sum_i \rho_i(T) \quad (2.7)$$

Dabei ist ρ_0 der bis auf 0 K extrapolierte Widerstand, der als Restwiderstand bezeichnet wird. Er resultiert aus der Streuung an Defekten wie Verunreinigungen, Versetzungen und Korngrenzen. Der temperaturabhängige Anteil

$$\sum_i \rho_i(T) = \rho_{ph}(T) + \rho_{el-el}(T) + \rho_{mag}(T) + \dots \quad (2.8)$$

ergibt sich aus der Summe der Streubeiträge an Phononen $\rho_{ph}(T)$ und an magnetischen Momenten $\rho_{mag}(T)$ sowie bei tiefen Temperaturen aus der Elektron-Elektron-Streuung $\rho_{el-el}(T)$.

2.2.2 Temperaturabhängigkeit

Bei einfachen Metallen wird der Widerstand bei hohen Temperaturen weitgehend durch Streuung der Leitungselektronen an den Gitterschwingungen verursacht. Der phononische Anteil des Widerstandes steigt dabei linear mit der Temperatur T an

$$\rho_{ph}(T) \propto \frac{T}{M \cdot \Theta_D^2} \quad \text{für } T > \Theta_D \quad , \quad (2.9)$$

wobei M die Ionenmasse und Θ_D die material-abhängige Debye-Temperatur bezeichnet. Dies findet beispielsweise bei der Temperaturmessung in Platin-Sensoren Anwendung.

Bei herkömmlichen Metallen und sehr tiefen Temperaturen ist der elektrische Widerstand ebenfalls durch die Streuung der Leitungselektronen an den Phononen bestimmt, was in einer Temperaturabhängigkeit proportional zu T^5 mündet. Die Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der Temperatur kann bei sehr tiefen und bei hohen Temperaturen sowie im gesamten Temperaturbereich durch das Bloch-Grüneisen-Gesetz beschrieben werden.

Elektron-Phonon-Streuung

Unter der Annahme, dass ein einfaches Debye-Spektrum eine gute Näherung für die Phononen-Zustandsdichte ist, kann das Bloch-Grüneisen-Gesetz

$$\rho_{ph}(T) \propto \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^5 \cdot \int_0^{\frac{\Theta_D}{T}} \frac{4x^5}{(e^x - 1) \cdot (1 - e^{-x})} dx \quad (2.10)$$

angegeben werden, wobei $x = \frac{\hbar \cdot \omega_q}{k_B \cdot T}$ ist. Im Falle hoher Temperaturen geht das Integral gegen $\left(\frac{\Theta_D}{T}\right)^4$ und es folgt die Beziehung:

$$\rho_{ph}(T) \propto T \quad \text{für } T > \Theta_D \quad (2.11)$$

Im Falle tiefer Temperaturen treten nur kleine Streuwinkel auf, was aus der Temperaturabhängigkeit des Streuwinkels hervorgeht. In diesem Fall treten üblicherweise nur Normalprozesse und somit Vorwärtsstreuung auf. Das Integral geht gegen einen konstanten Wert

und es folgt:

$$\rho_{ph}(T) \propto \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^5 \quad \text{für } T < \Theta_D \quad (2.12)$$

Baucht sich jedoch die Fermi-Fläche Richtung Zonengrenze aus, so treten Umklappprozesse auf, die zusätzlich berücksichtigt werden müssen.

Elektron-Elektron-Streuung

Neben der Elektron-Phonon-Streuung existiert stets eine Streuung der Elektronen untereinander, die sich durch einen T^2 -Term bemerkbar macht:

$$\rho_{el-el}(T) \propto \left(N(E_F) \cdot \frac{k_B \cdot T}{E_F}\right)^2 \quad (2.13)$$

Der T^2 -Term kann anschaulich durch die Landau'sche Theorie der Fermi-Flüssigkeit erklärt werden. Dabei werden sogenannte elementare Anregungen in Form von Quasiteilchen eingeführt, um die Wechselwirkung der Elektronen zu beschreiben. Die elementaren Anregungen des wechselwirkenden Systems haben nun praktisch die gleichen Eigenschaften, wie die ursprünglichen Elektronen. Nur in ihrer effektiven Masse m^* (und folglich ihrer Energie) unterscheiden sie sich.

Da die Zerfallsrate der Quasiteilchen proportional zu T^2 und der Widerstand eines Metalles ebenfalls proportional zur Zerfallsrate der Ladungsträger ist, liefert diese einfache Abschätzung der Zerfallsrate der Quasiteilchen eine Anschauung für das oben erwähnte Tieftemperaturverhalten des elektrischen Widerstandes bei metallischen Leitern. Im Falle normaler Metalle ist dieser Term jedoch im Allgemeinen vernachlässigbar. Bei Schweren-Fermionen-Systemen dominiert jedoch dieser Term das Tieftemperaturverhalten des elektrischen Widerstandes.

2.2.3 Metall-Halbleiter-Modell

Ein Modell, welches sowohl metallisches als auch halbleitendes Verhalten beschreibt, ist das Metall-Halbleiter-Modell. Wie aus Abbildung 2.4 ersichtlich ist, geht das Modell von einer zweibändigen Struktur und einer rechteckigen Zustandsdichte $N(E)$ aus, wobei die Zustandsdichte eine Bandlücke E_g unter- oder oberhalb der Fermi-Energie E_F hat.

$$N(E) = \begin{cases} N, & E < E_1 \\ 0, & E_F < E < E_F + E_g \\ N, & E > E_2 \end{cases} \quad (2.14)$$

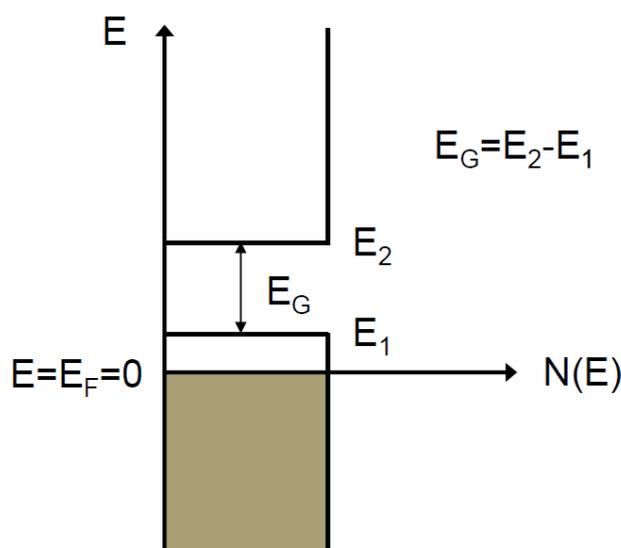


Abbildung 2.4: Zweibändige Struktur mit kastenförmiger Zustandsdichte; Die Bandlücke liegt in diesem Fall knapp oberhalb der Fermi-Energie.

Ausgehend von der Ladungsträgerdichte der Elektronen

$$n_n(T) = \int_{E_F}^{\infty} N(E) f(E, T) dE \quad (2.15)$$

und jener der Löcher

$$n_p(T) = \int_{-\infty}^{E_F} N(E) (1 - f(E, T)) dE \quad (2.16)$$

ergeben sich die Ladungsträgerdichten mit Hilfe der Fermi-Verteilung

$$f(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E - E_F}{k_B \cdot T}} + 1} \quad (2.17)$$

zu:

$$n_n(T) = -N \cdot E_g + N \cdot k_B \cdot T \cdot \ln\left(1 + e^{\frac{E_g}{k_B \cdot T}}\right) \quad (2.18)$$

$$n_p(T) = -N \cdot k_B \cdot T \cdot \ln(2) \quad (2.19)$$

Daraus ergibt sich die totale temperaturabhängige Ladungsträgerdichte zu:

$$n(T) = \sqrt{n_n(T) \cdot n_p(T)} + n_0 \quad (2.20)$$

Dies ergibt in Kombination mit dem Bloch-Grüneisen-Gesetz einen Ausdruck für den spezifischen Widerstand im Metall-Halbleiter-Modell:

$$\rho_{xx}(T) = \frac{\rho_0 \cdot n_0 + \rho_{ph}}{n(T)} \quad (2.21)$$

Im Falle einer Bandlücke oberhalb der Fermi-Energie kann damit metallisches Verhalten beschrieben werden. Wenn jedoch eine schmale Bandlücke nahe an der Fermi-Energie liegt, kann diese bei höheren Temperaturen überwunden und neue Zustände besetzt werden. Der Widerstand nimmt somit mit steigender Temperatur ab, was in der letzten Formel erkennbar ist.

2.3 Bändermodell

Sowie schon in Unterabschnitt 2.2.3 beschrieben, sind Elektronen in Materialien in verschiedenen Energiebändern (Valenz- und Leitungsband) verteilt. Dies ist in Abbildung 2.5 zu sehen.

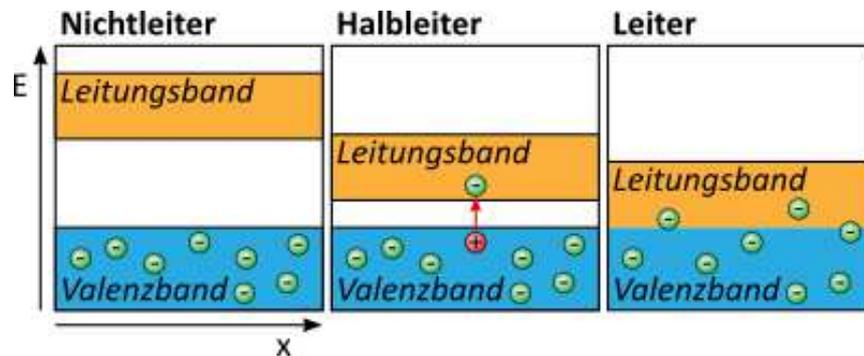


Abbildung 2.5: Bändermodell eines Nicht-, Halb- und Leiters.

Diese Bandtheorie der Feststoffe erklärt die in Materialien vorkommenden Transporteigenschaften. Die Fermi-Energie ist die höchste Energie, die Elektronen bei 0 K erreichen. Abhängig von der Position dieses Niveaus in den Energiebändern kann ein Material Isolator (Nichtleiter), Halbleiter oder Metall (Leiter) sein. Wenn die Fermi-Energie in einem Leitungsband liegt, können die Elektronen leicht angeregt werden und das Material ist ein Leiter. Es wird angenommen, dass sich ein Bruchteil der Elektronen vollständig von ihren Ionen löst (metallische Bindung). Diese freien Elektronen können an Ladungsverschiebungen teilnehmen, was zu Stromfluss führt. Wenn die Fermi-Energie in einer Bandlücke liegt, benötigen Elektronen Energie in der Größenordnung von E_g , um das obere Band zu erreichen und am Stromfluss teilzunehmen. Dieses Band ist das Leitungsband. Ohne Energiebeitrag bleiben die Elektronen im unteren Energieband, dem Valenzband, und können nicht an Ladungsverschiebungen teilnehmen. Isolatoren sind Materialien mit einem hohen Wert von E_g , sodass Elektronen das Leitungsband kaum erreichen können.

In Halbleitern ist die Lücke zwischen der Leitung und dem Valenzband so klein, dass Elektronen mit einem kleinen zusätzlichen Energiebeitrag in das Leitungsband springen können. Dieser Beitrag kann von der Temperatur ($E_{kin} = k_B \cdot T$) oder von elektrischen und magnetischen Feldern stammen. Die Anzahl der angeregten Elektronen im Leitungsband nimmt mit der Temperatur zu. Diese Elektronen hinterlassen Elektronenlöcher oder unbesetzte Zustände im Valenzband. Sowohl die Leitungsbandelektronen als auch die Valenzbandlöcher tragen zur elektrischen Leitfähigkeit bei. Durch das Hinzufügen von Verunreinigungen (Dotierung) kann das Fermi-Niveau in der Bandlücke verschoben werden, sodass es entweder näher am Valenz-/Leitungsband liegt. Dies führt zu einer Zunahme von Leitungselektronen oder -löchern. Aufgrund der Hauptladungsträger wird der erste Halbleiter n-dotiert genannt, während der Letztere als p-dotiert bezeichnet wird.

Kapitel 3

Hall-Effekt

In diesem Kapitel wird der, für die durchgeführten Messungen wichtige, Hall-Effekt mitsamt seiner Herleitung und seinen wesentlichen Eigenschaften beschrieben. Des Weiteren werden die Ladungsträgerdichte und -beweglichkeit, Hall-Konstante/-Koeffizient, die Van-der-Pauw-Technik, Ein- und Zwei-Band-Systeme sowie der anomale Hall-Effekt erklärt.

Die Informationen und Herleitungen aus diesem Kapitel stammen zum Großteil aus den folgenden Quellen: [2], [4], [3], [14], [15], [16], [17], [18], [11], [12] und [13].

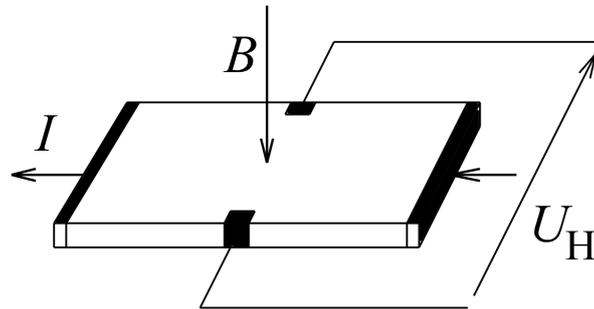
Im Anhang A befindet sich, hinsichtlich diesem Kapitel, eine Zusammenfassung der wichtigsten Formeln.

3.1 Überblick

Der nach Edwin H. Hall benannte Effekt liefert eine Möglichkeit, das Vorzeichen der dominanten Ladungsträger q und deren Dichte n in einem Material zu bestimmen, da hierfür eine einfache Strom-Spannungsmessung nicht ausreichend ist. Da durch Ermittlung der elektrischen Leitfähigkeit nur das Produkt aus Ladungsträgerdichte und der Beweglichkeit verifiziert werden kann, erlaubt der Hall-Effekt beide Größen unabhängig voneinander zu messen.

Der Hall-Effekt beschreibt das Auftreten einer elektrischen Spannung in einem stromdurchflossenen Leiter, der sich in einem stationären Magnetfeld befindet. Die Spannung fällt dabei senkrecht sowohl zur Stromfluss-, als auch zur Magnetfeldrichtung am Leiter ab und wird Hall-Spannung U_H genannt.

Diese ist in Abbildung 3.1 ersichtlich.

Abbildung 3.1: Hall-Effekt in Leitern mit Hall-Spannung U_H .

Wenn wir ein geladenes Teilchen in einem Magnetfeld betrachten, so erfährt es die Lorentzkraft \vec{F} mit \vec{B} als angelegtem Magnetfeld und \vec{v} der Geschwindigkeit des Teilchens:

$$\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.1)$$

Der Pfad der Ladungen wird leicht gekrümmt und das Ergebnis ist eine asymmetrische Ladungsverteilung in der Dicke des Leiters, die zu einer resultierenden Potentialdifferenz führt, der sogenannten Hall-Spannung U_H .

Die Kraft \vec{F} , die ein geladenes Teilchen im elektrischen Feld erfährt, ist:

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} \quad (3.2)$$

und mit der Stromdichte \vec{j} :

$$\vec{j} = -n \cdot q \cdot \vec{v} \quad (3.3)$$

beziehungsweise mit der Teilchengeschwindigkeit \vec{v} :

$$\vec{v} = -\frac{\vec{j}}{n \cdot q} \quad (3.4)$$

Die Lorentzkraft liefert somit:

$$\vec{E} = -\frac{1}{n \cdot q} \cdot \vec{j} \times \vec{B} \quad (3.5)$$

Mit der Probendicke d und deren Breite w erhalten wir:

$$U_H = w \cdot E = \frac{w \cdot d}{n \cdot q \cdot d} \cdot j \cdot B \quad (3.6)$$

$$I = j \cdot S = j \cdot w \cdot d \quad (3.7)$$

Die Hall-Spannung U_H ergibt sich aus der Gleichung:

$$U_H = -\frac{I \cdot B}{n \cdot q \cdot d} \quad (3.8)$$

Schlussfolgerung: Die Hall-Spannung U_H hängt somit umgekehrt proportional von der Ladungsträgerdichte n ab, welche im nächsten Abschnitt erläutert wird.

Die Flächenladungsdichte $n_S = \frac{n}{d}$ mit der Leiterdicke d kann leicht durch Messen der Hall-Spannung U_H bestimmt werden:

$$n_S = \frac{I \cdot B}{q \cdot |U_H|} \quad (3.9)$$

Diese Beziehungen gelten auch für Löcher als Ladungsträger in Halbleitern. Nur ein positiver Wert der Ladung q muss berücksichtigt werden.

Ladungsträgerdichte und Beweglichkeit

Die Ladungsträgerdichte n mit der Einheit $[\frac{1}{m^3}]$ gibt die Anzahl der Ladungsträger pro Volumen an. Sie folgt durch Umformen von der Hall-Spannungs-Gleichung sowie durch die Substituierung des Hall-Widerstandes R_{xy} zu:

$$n = \frac{I \cdot B}{q \cdot d \cdot U_H} = \frac{B}{q \cdot R_{xy} \cdot d} = \frac{1}{q \cdot R_H} \quad (3.10)$$

Mit R_H wird die Hall-Konstante bezeichnet, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

Die Beweglichkeit beziehungsweise die Mobilität μ ist eine Größe, die die Driftgeschwindigkeit von Elektronen oder Löchern für Halbleiter mit dem angelegten äußeren elektrischen Feld über ein Material in Beziehung setzt. Sie kann unter Verwendung des spezifischen Widerstands ρ_{xx} und der Ladungsträgerdichte n aus der folgenden Gleichung berechnet werden:

$$\mu = \frac{1}{q \cdot n \cdot \rho_{xx}} \quad (3.11)$$

Die Beweglichkeit μ wird in der Einheit $[\frac{cm^2}{V \cdot s}]$ angegeben und ist per Definition positiv. Sie hängt in Halbleitern von der Temperatur und den angelegten Magnetfeldern ab. Diese Abhängigkeit ist bei metallischen Verbindungen geringer. Mit steigender Ladungsträgerdichte n beziehungsweise der Ladungsträgeranzahl N nimmt die Beweglichkeit in dotierten Halbleitern ab (siehe Abbildung 3.2).

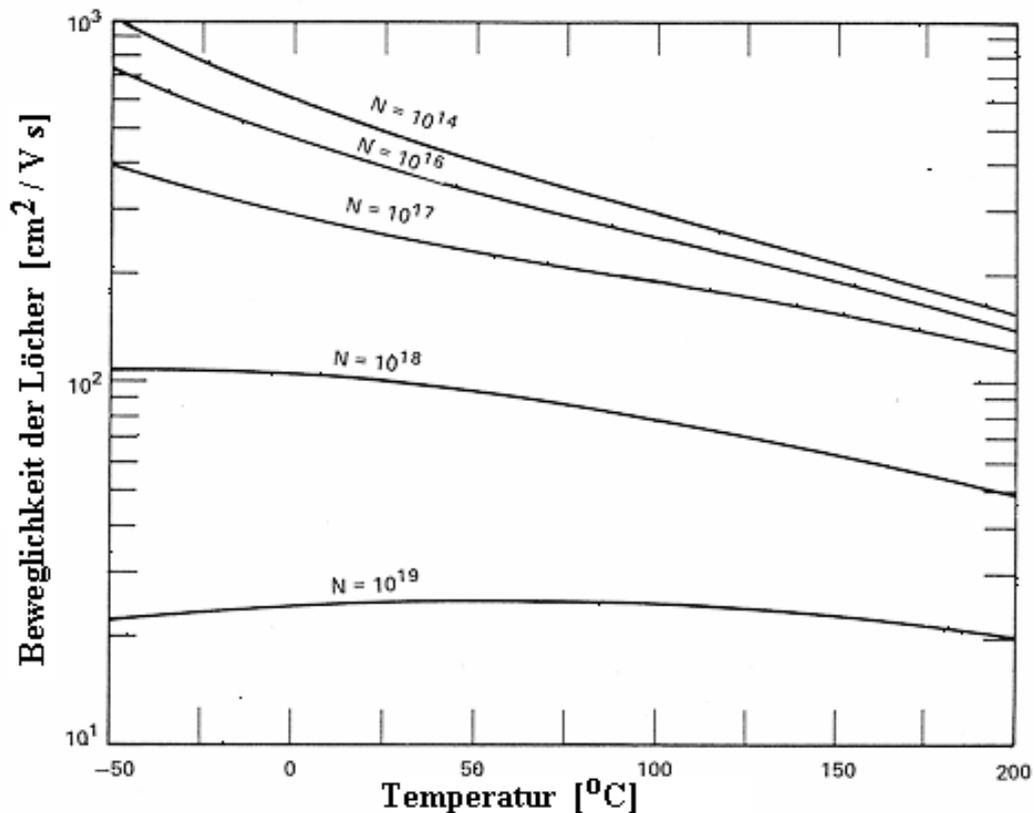


Abbildung 3.2: Beweglichkeit der Löcher (hier im dotierten Silizium) nimmt mit steigender Anzahl N pro Flächeneinheit ab.

Hall-Konstante/-Koeffizient

Die Hall-Konstante R_H , die auch als Hall-Koeffizient bezeichnet wird, ist eine temperaturabhängige Materialkonstante, die mit der Einheit $[\frac{\text{cm}^3}{\text{C}}]$ angegeben wird.

Durch Einführung der Hall-Konstanten mit der Ladungsträgerdichte n für freie Ladungsträger

$$R_H = \frac{1}{n \cdot q} \quad (3.12)$$

folgt die Hall-Spannung zu

$$U_H = R_H \cdot \frac{I \cdot B}{d} \quad (3.13)$$

Diese Berechnung ist nur dann gültig, wenn die elektrische Leitfähigkeit des Materials nur von einer Ladungsträgerart bestimmt wird (zum Beispiel in Metallen und stark dotierten

Halbleitern). Tragen zur elektrischen Leitfähigkeit zwei verschiedene Arten von Ladungsträger bei, so wird die Formel komplizierter. Dieses ist in Halbleitern der Fall, da hier neben Elektronen auch positiv geladene Löcher vorkommen. Die Hall-Konstante R_H berechnet sich in diesem Fall zu:

$$R_H = \frac{n_p \cdot \mu_p^2 - n_n \cdot \mu_n^2}{e \cdot (n_p \cdot \mu_p + n_n \cdot \mu_n)^2} \quad (3.14)$$

Dabei steht der Index p für Löcher beziehungsweise n für Elektronen und μ für die jeweilige Beweglichkeit der Ladungsträger. Zu beachten ist, dass auch bei intrinsischen, nicht dotierten Halbleitern die Hall-Konstante aufgrund unterschiedlicher Beweglichkeiten von Null verschieden sein kann.

Wie die Hall-Spannung U_H besitzt auch die Hall-Konstante R_H je nach Art der Ladungsträger entweder ein positives oder ein negatives Vorzeichen:

$$R_H = \begin{cases} +\frac{1}{n_{pos} \cdot q} \\ -\frac{1}{n_{neg} \cdot q} \end{cases} \quad (3.15)$$

Aus dem Sommerfeld-Modell folgt eine negative Hall-Spannung für Metalle und somit auch eine negative Hall-Konstante.

Metalle können jedoch auch eine positive Hall-Konstante haben (zum Beispiel Aluminium), obwohl hier nur Elektronen zur Leitfähigkeit beitragen. Dieser Effekt kann nicht mit der Annahme frei beweglicher Ladungsträger im Metall vereinbart werden. Hier spielen Einschränkungen durch die Bandstruktur für erlaubte Elektronenbahnen die entscheidende Rolle. Unter gewissen Voraussetzungen können sich Leitungselektronen „lochartig“ verhalten, das heißt sie reagieren auf ein Magnetfeld, als hätten sie eine positive Ladung.

3.2 Van-der-Pauw-Technik

Die Van-der-Pauw-Technik bietet die Möglichkeit, den spezifischen Widerstand ρ_{xx} und den Hall-Koeffizienten R_H einer Probe mit willkürlicher Form zu ermitteln. Sie stellt auch eine gebräuchliche Methode zur Bestimmung des spezifischen Widerstands ρ_{xx} eines Materials dar. Hierfür sollen folgende Bedingungen erfüllt sein:

- Die Kontakte sind an der Peripherie, somit am Rand der Probe, angebracht.
- Die Kontakte sind hinreichend klein.
- Die Probe ist von homogener Dicke.
- Die Oberfläche der Probe ist einfach zusammenhängend, dementsprechend ohne Löcher im Inneren.

In Abbildung 3.3 sind die wesentlichen Messgrößen der Van-der-Pauw-Technik dargestellt.

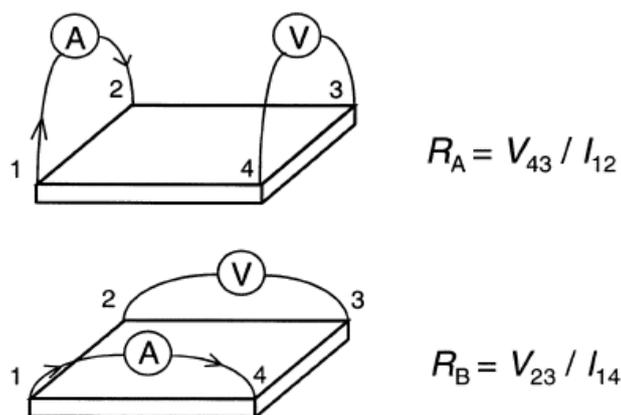


Abbildung 3.3: Messgrößen in der Van-der-Pauw-Technik.

Mit diesen beiden Van-der-Pauw-Konfigurationen können die zwei charakteristischen Widerstände R_A und R_B , die sich auf den Flächenwiderstand R_S beziehen, durch die folgende Beziehung bestimmt werden:

$$e^{-\pi \cdot \frac{R_A}{R_S}} + e^{-\pi \cdot \frac{R_B}{R_S}} = 1 \quad (3.16)$$

Mit Hilfe einer kleinen Computerroutine ist es einfach, R_S zu berechnen. Der spezifische Volumenwiderstand ρ kann mit

$$\rho = R_S \cdot d \quad (3.17)$$

berechnet werden. Schließlich kann die Beweglichkeit μ aus der Flächenladungsdichte n_S oder p_S (je nach Ladungsträger) und dem Flächenwiderstand R_S wie folgt bestimmt werden:

$$\mu = \frac{1}{q \cdot n_S \cdot R_S} \quad (3.18)$$

Dieses Funktionsprinzip ist auch prinzipiell bei Proben mit beliebiger Form gegeben, sofern sie die aufgelisteten Bedingungen erfüllt. Legt man ein Magnetfeld B im rechten Winkel zur Oberfläche der Probe an und schickt einen Strom, ausgehend von Kontakt M zu Kontakt O , durch die Probe und misst den Widerstand $R_{MO,NP}$, so kann eine durch die Lorentzkraft hervorgerufene Abweichung $R_{MO,NP}$ zum Widerstand $R_{MO,NP}$ festgestellt werden. Somit folgt der Hall-Koeffizient zu:

$$R_H = \frac{d}{B} \cdot \Delta R_{MO,NP} \quad (3.19)$$

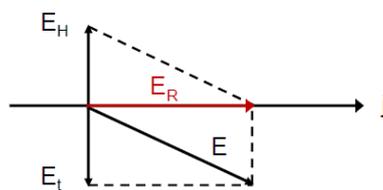
Die Gültigkeit dieser Gleichung ist durch die Verteilung der Stromlinien bedingt, die sich beim Anlegen eines Magnetfeldes nicht ändern:

$$\nabla \cdot j = 0$$

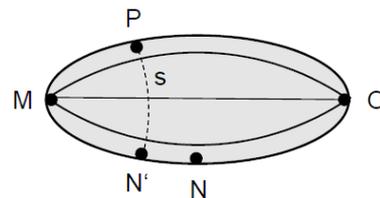
$$\nabla \times j = 0$$

Die Stromlinien verlaufen immer parallel zu der Umrandung der Probe. Das elektrische Feld E , welches den elektrischen Strom treibt, erfährt jedoch eine Verschiebung.

In Abbildung 3.4(a) ist ersichtlich, dass jedoch das resultierende elektrische Feld E_R wieder exakt in Richtung der Stromlinie liegt. Dieses setzt sich aus dem Hall-Feld E_H , welches das transversale elektrische Feld E_t genau kompensiert, und dem elektrischen Feld E zusammen.



(a) Resultierende Feldstärke



(b) Hall-Spannung

Abbildung 3.4: Messgrößen in der Van-der-Pauw-Technik.

Die Berechnung der Hall-Spannung einer beliebig geformten Probe folgt mit Hilfe von Abbildung 3.4(b). Dazu fließe ein Strom I ausgehend von Punkt M zu Punkt O . Die Spannung zwischen den Punkten P und N folgt durch Integration über den Weg s zu:

$$\Delta U = U_H = \int_P^{N'} E_H ds = R_{xy} \cdot B \cdot \int_P^{N'} j ds = R_H \cdot B \cdot \frac{I}{d} \quad (3.20)$$

Da entlang von N' bis N kein Hall-Feld herrscht, bringt eine Integration über diesen Abschnitt keinen Beitrag.

3.3 Ein-Band-Systeme

Der Hall-Effekt beschreibt das Zusammenspiel der freien Ladungsträger in einem Festkörper mit einem Magnetfeld. Die simpelste Erklärung bezieht sich hierbei auf das Drude-Modell, das für einfachste Metalle, in denen nur eine Art von Ladungsträgern existieren, annähernd gültig ist. Da in diesem Modell die Bandstruktur des Materials nicht berücksichtigt wird, kann es im Allgemeinen nur beschränkt angewendet werden. Eine Beschreibung des Hall-Effekts für Zwei-Band-Systeme folgt im anschließenden Abschnitt.

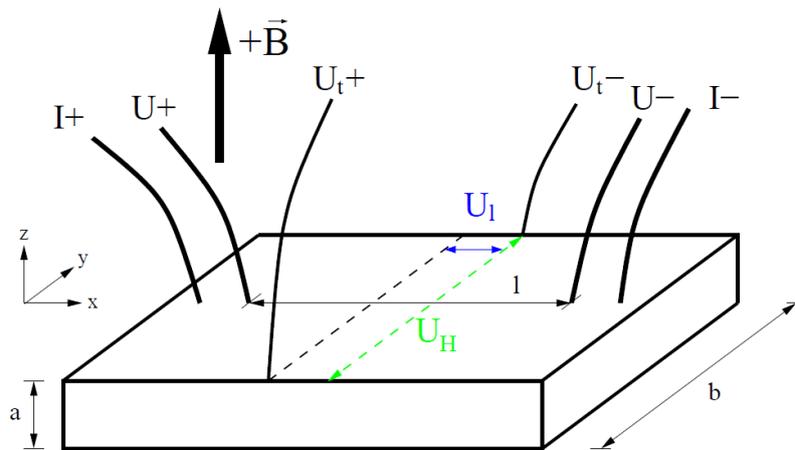


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau für eine Hall-Effekt-Messung.

In einem Ein-Band-Modell ist der Hall-Koeffizient

$$R_{H,1BS} = -\frac{1}{n \cdot e} \quad (3.21)$$

Da die Elementarladung e konstant ist, bedeutet das, dass der Hall-Koeffizient R_H nur mehr durch die Anzahl der Ladungsträger bestimmt ist und sonst keinerlei materialspezifische Parameter besitzt.

Zur Messung des Hall-Effekts werden die beiden Kontakte U_{t+} und U_{t-} benötigt (für nicht-Van der Pauw Messungen), die im Idealfall senkrecht zu den longitudinalen Spannungsabgriffen angebracht sind (siehe Abbildung 3.5). Durch Ausrichtungsfehler wird aber zusätzlich zur Hall-Spannung U_H ein Anteil an longitudinaler Spannung U_l gemessen. Durch eine zweite Messung mit inversem Magnetfeld mittelt sich dieser Anteil heraus:

$$U_{Hall} = \frac{U_t(+B) - U_t(-B)}{2} = \frac{[U_l(+B) + U_H(+B)] - [U_l(-B) + U_H(-B)]}{2} \quad (3.22)$$

Mit U_{Hall} wird der spezifische Hall-Widerstand

$$\rho_{xy} = \frac{U_{Hall} \cdot d}{I} = R_{xy} \cdot d \quad (3.23)$$

errechnet, wobei d die Dicke der Probe und I der Probenstrom ist.

Wenn ρ_{xy} linear mit steigendem Magnetfeld B zu- oder abnimmt, ergibt sich der Hall-Koeffizient zu

$$R_H = \frac{\rho_{xy}}{B} \quad (3.24)$$

Bei negativem Vorzeichen von R_H ergeben sich Elektronen als Ladungsträger und bei positivem Vorzeichen Löcher als Ladungsträger.

Für den Fall, dass ρ_{xy} sich nicht linear mit steigendem Magnetfeld B verändert, kann die Hall-Effekt-Messung häufig mit einem Zwei-Band-System oder mit einem anomalem Hall-Effekt erklärt werden. Eine jeweilige Erläuterung erfolgt in den nächsten beiden Unterkapiteln.

3.4 Zwei-Band-Systeme

Die Interpretation des Hall-Effekts für Zwei-Band-Systeme basiert auf einem Modell von R. G. Chambers [15], das für Leiter mit isotropen, von einander unabhängigen Leitungsbändern gültig ist. Im Folgenden wird nur der Fall mit zwei Bändern unterschiedlicher Ladungsträgern und Mobilität behandelt. Nähere Infos siehe [16] und [17].

Das von R. G. Chambers vorgeschlagene Modell [15] für den Hall-Koeffizienten gilt nur für kleine Magnetfelder

$$R_{H,2BS} = \frac{R_{H1} \cdot \rho_2^2 + R_{H2} \cdot \rho_1^2 + R_{H1} \cdot R_{H2} \cdot (R_{H1} + R_{H2}) \cdot H^2}{(\rho_1 + \rho_2)^2 + (R_{H1} + R_{H2})^2 \cdot H^2} \quad (3.25)$$

und lässt sich umformen zu:

$$R_{H,2BS} = \frac{R_{H0} + R_{H\infty} \cdot \mu^2 \cdot B^2}{1 + \mu^2 \cdot B^2} \quad (3.26)$$

Definition der neuen Variablen:

- $R_{H0} = \frac{R_{H1} \cdot \sigma_1^2 + R_{H2} \cdot \sigma_2^2}{\sigma_0^2}$
- $R_{H\infty} = \frac{R_{H1} \cdot R_{H2}}{R_{H1} + R_{H2}}$
- $\mu = \frac{\sigma_1 \cdot \sigma_2}{\sigma_0} \cdot (R_{H1} + R_{H2})$
- $\sigma_0 = \sigma_1 + \sigma_2$

R_{H1} und R_{H2} sind die Hall-Koeffizienten der zwei Bänder sowie σ_1 und σ_2 die jeweiligen spezifischen elektrischen Leitfähigkeiten ($\sigma_1 = \frac{1}{\rho_1}$ und $\sigma_2 = \frac{1}{\rho_2}$).

Die Parameter R_{H0} , $R_{H\infty}$ und μ werden an die umgeformte Formel für $R_{H,2BS}$ hinsichtlich der Messdaten angepasst. Daraus lassen sich Informationen über die einzelnen Bänder ermitteln:

- R_{H0} ist der Hall-Koeffizient für kleine Magnetfelder
- $R_{H\infty}$ ist der Grenzwert des Hall-Koeffizienten für unendlich hohe Magnetfelder
- μ ist die Gesamtmobilität der Ladungsträger
- σ_0 ist die spezifische elektrische Leitfähigkeit der Probe

Damit können die Einzel-Mobilitäten der Ladungsträger μ_1 und μ_2 , die spezifischen elektrischen Widerstände ρ_1 und ρ_2 sowie die Hall-Koeffizienten R_{H1} und R_{H2} der jeweiligen Bänder berechnet werden:

- $k = \frac{1}{2} \cdot \left[\left(\frac{R_{H0}}{\rho_0} \right) + \mu \right]$
- $\mu_1 = k + \sqrt{k^2 - \frac{\mu \cdot R_{H\infty}}{\rho_0}}$
- $\mu_2 = k - \sqrt{k^2 - \frac{\mu \cdot R_{H\infty}}{\rho_0}}$
- $\rho_2 = \frac{(\mu_1 - \mu_2) \cdot \rho_0}{\mu - \mu_2}$
- $\rho_1 = \frac{\rho_0 \cdot \rho_2}{\rho_2 - \rho_0}$
- $R_{H1} = \mu_1 \cdot \rho_1$
- $R_{H2} = \mu_2 \cdot \rho_2$

Für Berechnungen ist darauf zu achten, dass das Vorzeichen des Parameters μ sowohl positiv als auch negativ sein kann. Das liegt daran, dass der Parameter quadratisch in die Fit-Formel von $R_{H,2BS}$ eingeht. Welches Vorzeichen von μ verwendet werden soll, hängt von der Art der Ladungsträger der beiden Bänder ab:

- Haben die Ladungsträger beider Bänder dasselbe Vorzeichen (negativ für Elektronen, positiv für Löcher), dann wird μ positiv gewählt, so wie es aus den Fit-Parametern hervorgeht.
- Wenn die zwei Bänder unterschiedliche Vorzeichen besitzen, so muss μ negativ angenommen und die Berechnungen müssen mit negativem μ durchgeführt werden, um korrekte Ergebnisse zu erhalten.

Die Informationen aus diesem Unterkapitel stammen aus der Diplomarbeit von Martin Kriegisch (siehe [7]).

Beispiel für Zwei-Band-System

In Abbildung 3.6 ist ein Beispiel einer Hall-Effekt-Messung zu sehen. Die Parameter aus der Fit-Formel für $R_{H,2BS}$ werden an die Messpunkte (kleine schwarze Quadrate) angepasst, wobei nach mehreren Durchgängen die Parameter angeglichen werden. Oft kann es hilfreich sein, die Werte für die Fit-Parameter abzuschätzen und dem Fit-Programm vorzugeben.

Das Hochfeld-Limit $R_{H\infty}$ der Kurve ist durch die waagrechte, gestrichelte grüne Linie angedeutet, wobei ersichtlich ist, dass die Kurve für $B \rightarrow \infty$ sich an den Wert anschmiegt. Der Hall-Koeffizient für kleine Magnetfelder R_{H0} liegt bei $B = 0$ und wird durch den blauen Pfeil angedeutet. Die Krümmung der Kurve wird mathematisch durch μ festgelegt.

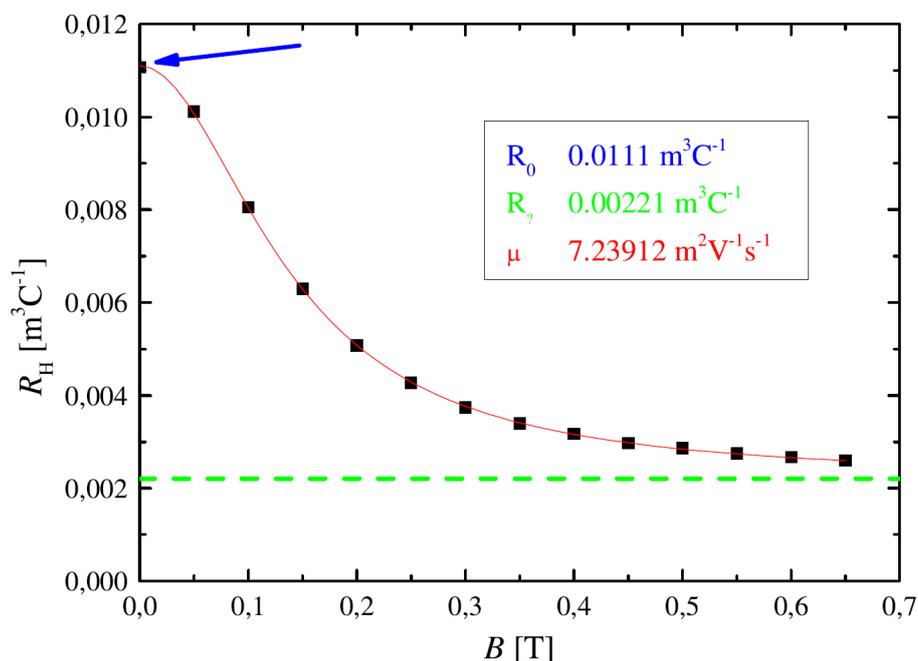


Abbildung 3.6: Beispiel einer Hall-Effekt-Messung mit Zwei-Band-System Auswertung; R_H ist der Hall-Koeffizient sowie R_0 und R_∞ die Hall-Koeffizienten im Grenzbereich.

Die Informationen und Grafik aus diesem Unterkapitel stammen aus der Diplomarbeit von Martin Kriegisch (siehe [7]).

3.5 Anomaler Hall-Effekt

Eine weitere Interpretationsmöglichkeit für einen nicht-linearen Verlauf des spezifischen Hall-Widerstands ρ_{xy} mit dem Magnetfeld B kann der anomale Hall-Effekt sein. Dieser Effekt hat seinen Ursprung in der Wechselwirkung lokalisierter magnetischer Momente mit itineranten Elektronen. Dadurch entsteht ein zusätzlicher Beitrag zum Hall-Widerstand. Die lokalisierten Momente können durch eine nicht voll aufgefüllte d- oder f-Schale entstehen und entweder mit dem Spin oder mit dem Bahnmoment der Leitungselektronen wechselwirken.

Der spezifische Hall-Widerstand ρ_{xy} eines solches Materials kann wie folgt angeschrieben werden:

$$\rho_{xy} = R_{H0} \cdot B + \mu_0 \cdot R_{H,anomal} \cdot M(B) \quad (3.27)$$

wobei

- R_{H0} der normale Hall-Koeffizient
- $R_{H,anomal}$ der anomale Hall-Koeffizient
- μ_0 die Permeabilitätskonstante des Vakuums
- $M(B)$ die Magnetisierung der Probe

Die Informationen aus diesem Unterkapitel stammen aus der Diplomarbeit von Martin Kriegisch (siehe [7]).

Kapitel 4

Messtechnik

Die gesamte Messapparatur besteht je nach Gebrauch aus einem ^3He - oder ^4He -Kryostaten, in dem der Messstab eingeführt und anschließend abgekühlt wird. Auf der Spitze des Messstabes werden bis zu vier Proben (beim ^3He -Kryostaten) oder zwei Proben (beim ^4He -Kryostaten) angebracht. Die Widerstandsmessung wird mittels einer Messbrücke durchgeführt.

Im Anhang C ist eine umfangreiche Anleitung für Messungen am ^4He -Kryostaten zu finden.

Im Anhang E befindet sich eine detaillierte Übersicht der einzelnen Abschnitte und Verbindungen des Probenstabes für den ^3He -Kryostaten.

4.1 Überblick

Der spezifische Widerstand ρ_{xx} einer stabförmigen Probe wird mit Hilfe einer Vierpunkt-Wechselstrom-Methode ermittelt. Hierbei wird eine Probe mit einem Querschnitt A mit einem Strom I beaufschlagt und der Spannungsabfall U über die Distanz l gemessen. Dadurch setzt sich der spezifische Widerstand ρ_{xx} folgendermaßen zusammen:

$$\rho_{xx} = \frac{U \cdot A}{I \cdot l} \quad (4.1)$$

Dabei wird mit einer Wechselstrombrücke gemessen, damit die Thermospannungen innerhalb der Probe und der gesamten Messanlage korrigiert werden. Zur Widerstandsmessung stehen zwei Messstellen zur Verfügung:

- Im Temperaturbereich von 4 bis 300 K wurde ein ^4He -Bad-Kryostat mit einer 9 T Spule verwendet.
- Im Temperaturbereich unter 4 K (bis etwa 0.3 K) stand ein ^3He -Kryostat mit einer 14 T Spule zur Verfügung, wurde aber wartungsbedingt nicht eingesetzt.

4.2 Probenkontaktierung

Um Messungen an den jeweiligen Proben durchzuführen zu können, müssen diese zuerst kontaktiert und anschließend an einem Probenträger angebracht werden. Die Kontaktierung erfolgt in der Regel mit Kupfer- oder Golddrähten, die an einem Ende an die Probe geschweißt werden. Der Schweißvorgang erfolgt dabei mit einem Widerstandspunktschweißgerät.

Für eine zusätzliche mechanische Stabilität und eine bessere elektrische Ankopplung werden die Kontakte nach dem Punktschweißen mit einem Silberkleber versehen. Nach dem Kontaktierungsvorgang wird die Probe mit GE-varnish am Probenträger positioniert. Dabei spielt es eine große Rolle, ob die Proben bei tiefen oder bei hohen Temperaturen gemessen werden sollen, da dies je nach Temperaturbereich verschiedene Klebemittel erfordert. Da im Zuge dieser Arbeit nur Messungen bis Raumtemperatur durchgeführt wurden, kam nur die oben erwähnte Klebepaste zum Einsatz.

In Abbildung 4.1 ist jeweils die leere Oberfläche eines PPMS-Probenhalters beziehungsweise die Kontaktierung einer stäbchenförmigen 4-Punkt-Probe zu sehen.

In Abbildung 4.2 wird schematisch die Kontaktierung einer 6-Punkt-Probe beziehungsweise einer Van-der-Pauw-Probe und deren Anbringung an einen realen PPMS-Probenhalter gezeigt. Die zwei kleinen schwarzen Balken in der linken Abbildung zeigen an, wo Kontaktstellen miteinander verbunden werden müssen, um korrekte Messungen durchführen zu können.

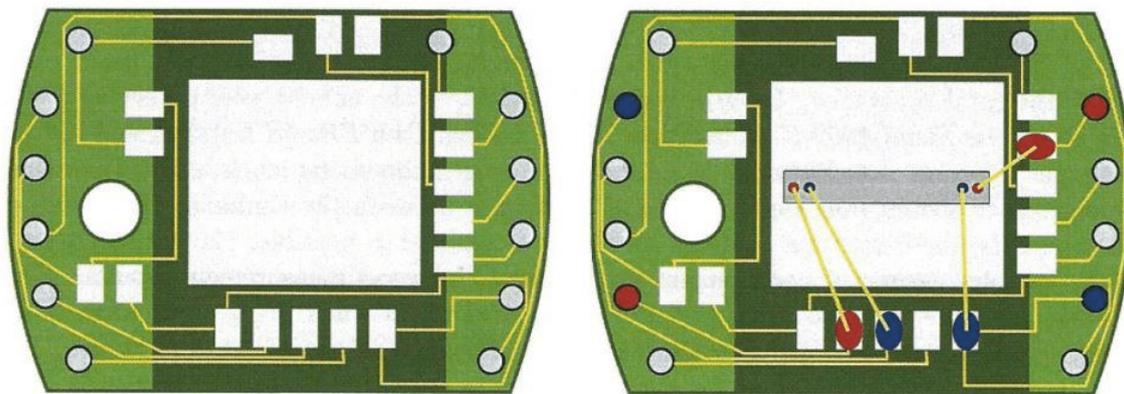


Abbildung 4.1: PPMS-Probenhalter leer beziehungsweise mit stäbchenförmiger 4-Punkt-Probe inklusive schematischer Kontaktierung.

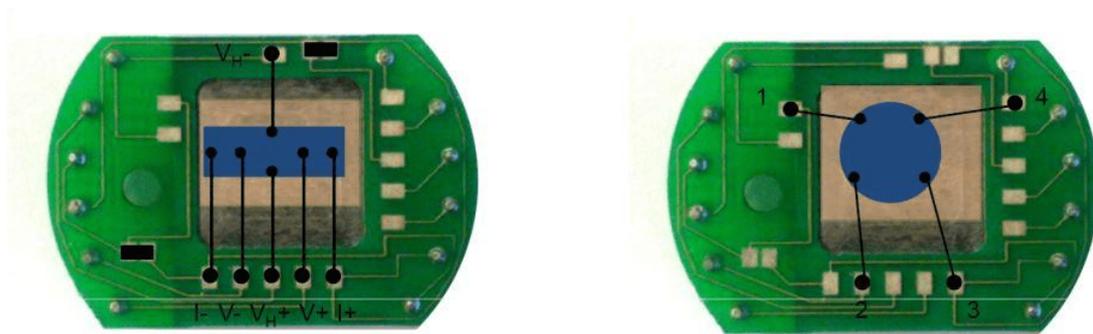


Abbildung 4.2: Realer PPMS-Probenhalter mit 6-Punkt-Probe beziehungsweise Van-der-Pauw-Probe inklusive schematischer Kontaktierung.

Die Anbringung bei tiefen Temperaturen erfolgt dabei über ein Zigarettenpapier, welches für eine elektrische Isolation zwischen der Probe und dem metallischen Fenster des Probenträgers sorgt. Das Zigarettenpapier wird mit GE-varnish an das Fenster angeklebt. Mit diesem Kleber wird auch die Probe am Papier befestigt. Nach Anbringen der Probe werden die noch verbliebenen Drahtenden an die Metallkontakte des Probenhalters angelötet.

In Abbildung 4.2 wird auf der rechten Seite eine fertig-präparierte Van-der-Pauw-Probe auf einem PPMS-Probenhalter gezeigt, die für Messungen im Tieftemperaturbereich geeignet ist.

Im Anhang B befindet sich eine detaillierte Anleitung zur grundsätzlichen Präparation einer stäbchenförmigen 4-Punkt-Probe beziehungsweise einer Van-der-Pauw-Probe.

4.3 Messinstrumente

Der spezifische Widerstand wird mittels einer Vierpunkt-Methode gemessen, da hier die Zuleitungs- und Kontaktwiderstände wenig Einfluss nehmen. Durch die beiden äußeren Kontaktierungen wird stabil gehaltener Strom geleitet. Gemessen wird nun die Spannung, die an den inneren Punkten anliegt. Es wird eine sogenannte AC-Resistance-Bridge LAKE SHORE Modell 370 verwendet.

Die Informationen für dieses Unterkapitel wurden aus der Diplomarbeit von Patrick-Rene Heinrich (siehe [2]) und der Betriebsanleitung des LAKE SHORE Modells 370 (siehe [19]) entnommen.

Der Name 'Resistance-Bridge' (Widerstandsbrücke), soll jedoch nur andeuten, dass es sich um ein Präzisionsmessgerät handelt, stimmt jedoch nicht ganz genau mit der tatsächlichen Messmethode überein. Wenn mit einer Vierpunkt-Methode gemessen wird, so resultiert der systembedingte Fehler der Messung ausschließlich aus dem Spannungsteiler zwischen Kupferleitung und Eingangswiderstand des in der Widerstandsbrücke integrierten Voltmeters. Dieser liegt im $M\Omega$ -Bereich, wohingegen der Widerstand der Kupferleitung maximal etwa $10\ \Omega$ annehmen kann. Der resultierende Fehler liegt folglich noch weit unter dem Promille-Bereich. Damit liegt dies um einige Größenordnungen unter den relevanten Fehlern und kann in allen folgenden Betrachtungen völlig ignoriert werden.

Die für die Messung wesentlichen Temperaturdaten werden von einem Standard-Temperature-Controller ausgelesen.

AC-Resistance-Bridge LAKE SHORE Modell 370



Abbildung 4.3: AC-Resistance-Bridge LAKE SHORE Modell 370 (Frontansicht).

Die AC-Resistance-Bridge LAKE SHORE Modell 370 ist ein Gerät, welches in Verbindung mit dem 3716L Low Resistance Scanner die Messung sehr kleiner, aber auch sehr hoher Widerstände erlaubt. Dabei kann auf 19 Widerstands-Messbereiche zwischen $2\ m\Omega$ und $2\ M\Omega$ zurückgegriffen werden. Wie der Name des Modelles AC 370 vermuten lässt, können Messungen mittels Wechselstrom, aber auch mit Wechselspannung durchgeführt werden. Dazu stehen 21 Ströme zwischen $3.16\ pA$ und $31.6\ mA$ sowie 12 Spannungen zwischen $2\ \mu V$ und $632\ mV$ bereit.

Da präzise Widerstands-Messmethoden auf einer Vierleitertechnik beruhen, arbeitet die

AC-Resistance-Bridge 370 ebenfalls mit einer Anzahl von vier Leitungen pro Kanal: zwei Stromleitungen I+ und I- sowie zwei Spannungsleitungen V+ und V-.

Die Brücke arbeitet mit einer standardmäßig eingestellten Frequenz von 13.7 Hz. Darüber hinaus können auch Frequenzen von 9.8 bis 16.2 Hz eingestellt werden. Die niedrigen Frequenzen tragen dazu bei, dass unerwünschte kapazitive Effekte in den Zuleitungen möglichst gering gehalten werden können.

Zusammenfassung der wichtigsten Einstellungen:

- Widerstände zwischen $2\text{ m}\Omega$ und $2\text{ M}\Omega$
- Ströme zwischen 3.16 pA und 31.6 mA
- Spannungen zwischen $2\text{ }\mu\text{V}$ und 632 mV
- Frequenzen zwischen 9.8 bis 16.2 Hz

Damit im Rahmen der Möglichkeiten präzise Messungen durchgeführt werden können, sollte die Brücke Betriebstemperatur erreichen. Dazu sollte das Messgerät spätestens 30 Minuten vor Beginn der Messungen eingeschaltet werden, damit sich die Komponenten der Brücke ausreichend thermisch anpassen können.

Filter

Eine besonders wichtige Komponente der Brücke ist der Filter. Die Filtertechnik basiert auf dem Prinzip des 'moving average'. Dabei wird nach jeder Messung der aktuelle Durchschnitt, der sich aus allen gemessenen Messwerten zusammensetzt, berechnet und am Display der Brücke ausgegeben. Zur Durchführung von Messungen ist ein besonderes Augenmerk auf eine ausreichende Filterzeit zu werfen. Die Filterzeit kann von 1 bis 200 Sekunden eingestellt werden, und definiert somit die Anzahl der Messpunkte, aus denen sich der jeweilige aktuelle Durchschnitt ergibt. Dabei werden pro Sekunde Filterzeit 10 Messungen durchgeführt. Bei einer Filterzeit von 30 Sekunden bedeutet dies hiermit eine Anzahl von 300 Messpunkten.

Von besonderer Bedeutung ist auch die Pausenzeit. Sie wird separat eingestellt und muss zusätzlich zur Filterzeit addiert werden. Der Grund dafür liegt beim Wechseln eines Kanals oder dem Wechseln des Widerstand-Messbereiches, wo starke Schwankungen der Messwerte auftreten können. Die Pausenzeit ergibt in Summe mit der Filterzeit die tatsächliche Zeit, in der die Messpunkte aufgenommen werden und somit die Messzeit pro Messdurchgang. Addiert man zur oben angenommenen Filterzeit von 30 Sekunden noch eine Pausenzeit von 10 Sekunden, werden in Summe tatsächlich 400 Messungen durchgeführt.

Der jeweils aktuelle Durchschnitt bezieht sich jedoch immer auf das Zeitfenster, welches durch die Filterzeit definiert wird. Die gleicht einem FIFO-Prinzip (First In, First Out).

Der Filter kann somit als Ringpuffer betrachtet werden. Im erwähnten Beispiel werden dementsprechend in den letzten 10 Sekunden die ersten 100 Messpunkte hinausgeschoben, um die Einschwingvorgänge zu ignorieren und den echten Messwert nicht zu verfälschen.

Scanner

Ein sehr wichtiger externer Bestandteil der Brücke ist der Low-Resistance-Scanner 3716L. Dieser weist eine Rauschspannungsdichte von $4 \frac{nV}{\sqrt{Hz}}$ auf und ermöglicht eine Auflösung von $20 n\Omega$. Durch den Scanner stehen 16 Messkanäle zur Verfügung, wobei gerade nicht benötigte Kanäle offen sind. Dadurch ergibt sich erst die Möglichkeit, die Messsequenzen, wie sie hier durchgeführt werden, abzuarbeiten.

Fehlermeldungen

An einer Probe, auch am Messsystem selbst, können diverse Fehler auftreten, wovon einige am Display der Brücke angezeigt werden. An dieser Stelle soll deshalb noch eine Übersicht über die häufigsten Fehler und Fehlerquellen gegeben werden:

- Current Source Overload (CS OVL): Eine offene Verbindung oder ein Drahtbruch an den Leitungen I+ bzw I-. Üblicherweise ein schlechter Stromkontakt an der Messprobe. Tritt auch beim Abnehmen der Probe am aktiven Kanal auf (kein wirklicher Fehler!).
- Differential Overload (VDIF OVL): Eine offene Verbindung oder ein Drahtbruch an den Leitungen V+ bzw V-. Üblicherweise ein schlechter Spannungskontakt an der Messprobe. Tritt auch beim Abnehmen der Probe am aktiven Kanal auf (kein wirklicher Fehler!).
- Mixer Overload (VMIX OVL): Der Versuch einen Widerstand zu messen, der um eine Größenordnung höher ist, als der eingestellte Widerstandsbereich. Tritt häufig beim Wechseln von Proben am aktiven Kanal auf (kein wirklicher Fehler!).
- Range Under (R. Under): Der eingestellte Widerstandsbereich ist niedriger als für die Messung erforderlich. Kann besonders am Kanal des Temperatursensors auftreten. Mögliche defekte Verkabelung des Sensors oder defekter Sensor.

4.4 ^3He -Kryostat

Überblick

Der ^3He -Kryostat besteht im Wesentlichen aus zwei Flüssiggastanks (^4He und N_2), einem ^3He -Einsatz, Vakuumschildern und einer Magnetspule. Für den Betrieb sind extern mehrere Vakuumpumpen angeschlossen, die inklusive dem ^3He -Kryostaten und dem ^3He -Dewar in Abbildung 4.4 zu sehen sind.



Abbildung 4.4: ^3He -Kryostat (Mitte) mit ^3He -Dewar (links) und Vakuumpumpen (rechts beziehungsweise im Hintergrund).

Der Stickstofftank dient neben dem Vakuumschild lediglich der thermischen Abkopplung des mit Helium gefüllten Teils des Kryostaten von der Umgebung. Der ^4He -Tank dient zur Bereitstellung des für die Kühlung des ^3He -Einsatzes benötigten Flüssiggases, sowie für die Erreichung des supraleitenden Zustandes der Spule, die sich direkt im flüssigen ^4He befindet. Das Interspacevakuum ist notwendig, um den ^3He -Einsatz vom ^4He thermisch zu entkoppeln, sonst könnten keine geringeren Temperaturen als etwa 4.2 K, den Siedepunkt von ^4He , erreicht werden.

Nun wird mittels einer der Vakuumpumpen der Druck des sogenannten 1K-Pot, der im Wesentlichen einen Wärmetauscher darstellt, erniedrigt. Dadurch fällt der Siedepunkt des

^4He und es können Temperaturen bis zu etwa 2 K (^4He wird bei etwa 1.7 K superfluid; wird als λ -Punkt bezeichnet) des ^3He -Einsatzes erreicht werden. Um die Probe weiter zu kühlen, muss zusätzlich der Siedepunkt des bei 2K verflüssigten ^3He erniedrigt werden. Das Herabsetzen des Siedepunktes des ^3He erfolgt wiederum durch Senken des Dampfdruckes mittels einer Absorptionspumpe, kurz Sorb genannt. Die Absorptionspumpe wird mittels ^4He gekühlt, welches mit einer weiteren Vakuumpumpe zur Sorb gesaugt wird. Dieses Verfahren hat den großen Vorteil, dass ^3He nicht außerhalb des Kryostaten gebracht werden muss. Dadurch ist das ^3He hermetisch abgeschlossen, wird nicht verunreinigt und kann ohne Aufbereitung weiterverwendet werden.

Eine weitere Vorkehrung, um ^3He nicht zu verunreinigen, stellt eine Vakuumschleuse am oberen Ende des Kryostaten dar. Diese ist direkt auf dem Messstab aufgesetzt und wird mittels einer Turbomolekularpumpe auf etwa 10^{-5} mbar evakuiert, bevor der Stab in den Kryostaten geschoben wird.

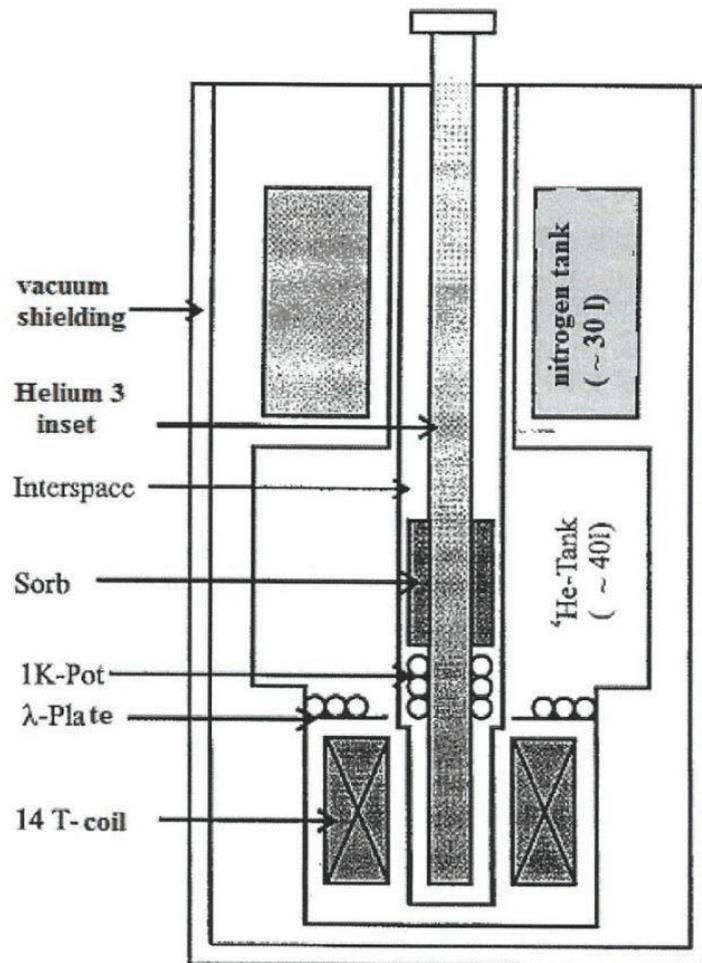
Die supraleitende Spule kann bei 4.2 K ein Magnetfeld mit der Stärke von bis zu 12 T, beim Einsetzen der Lambda-Platte bis zu 14 T erzeugen.

Die Informationen aus diesem Unterkapitel stammen aus der Diplomarbeit von Roland Galos (siehe [20]).

In Abbildung 4.5 sind die einzelnen Abschnitte im Inneren des ^3He -Kryostaten dargestellt. Die genauen Erläuterungen erfolgen im kommenden Unterkapitel.

In Abbildung E.1 ist eine technische Skizze von den einzelnen Komponenten des ^3He -Kryostaten zu sehen.

Schematischer Aufbau

Abbildung 4.5: Abschnitte des ^3He -Kryostaten.

Im ^3He -Insert befinden sich der 1K-Pot und die Sorb. Der 1K-Pot wird auf unter Siedetemperatur von ^3He (3.19 K) abgekühlt. Durch die Sorb wird der Dampfdruck von kondensiertem ^3He soweit verringert, bis die Temperatur auf bis zu 300 mK abnimmt.

Die Kühlung des 1K-Pots erfolgt durch den Durchfluss von flüssigem Helium aus dem ^4He -Bad, der durch ein Nadelventil geregelt wird. In der Sorb befindet sich Aktivkohle, die das ^3He mit einer äußerst starken Pumpleistung absorbiert, wenn sie unter 60 K abgekühlt wird. Auch sie wird durch das ^4He -Bad versorgt.

Das Interspacevakuu trennt, wie oben erwähnt, das ^3He -Insert vom äußeren Bereich des Kryostaten, der aus einem ^4He -Bad mit einer supraleitenden Spule, einer λ -Plate und mit

einem flüssigen Stickstoff gefüllten Strahlungsschild besteht. Durch die λ -Plate wird, ähnlich wie beim 1K-Pot, die Spule unter 4 K abgekühlt, damit das Magnetfeld auf 14 T gebracht wird. Die Spule kann bei einer Temperatur von 4.2 K ein maximales Magnetfeld von 12 T liefern.

Den Strom für ein sehr hohes Magnetfeld ermöglicht ein Cryogenic Power Supply. CERNOX-Temperatursensoren sind am 1K-Pot, der Sorb, der Tail (Boden des ^3He -Inserts) und an der Probe angebracht. Die Steuerung der Proben temperatur übernimmt ein Temperature Controller "conductus LTC-20". Dieser ist verbunden mit den Temperatursensoren an der Probe und mit den Heizern am 1K-Pot und der Tail.

Die Temperatur der Sorb wird durch den Temperature Controller 'conductus LTC-21' gesteuert. Dies ist insbesondere dann notwendig, wenn viel ^3He verflüssigt wird, um zu sehr tiefen Temperaturen zu gelangen. Unter 2 K wird der Probenstrom unter 10 mA gesenkt, damit die Eigenerwärmung der Probe nicht zu stark wird.

Der Magnetowiderstand des CERNOX-Temperatursensors führt zu einer Messungenauigkeit von

$$\frac{\Delta T}{T} \approx 14.4$$

bei 0.47 K und 14 T.

Weitere detaillierte Informationen sind in der Diplomarbeit von Roland Galos (siehe [20]) zu finden.

Probenhalterung

Die Probenhalterung ist für Proben mit den Abmessungen $5\text{ mm} \cdot 1.5\text{ mm} \cdot 1.5\text{ mm}$ konstruiert. Die Messung des elektrischen Widerstandes erfolgt, wie bereits mehrfach diskutiert, mit Hilfe einer LakeShore Widerstandsbrücke.

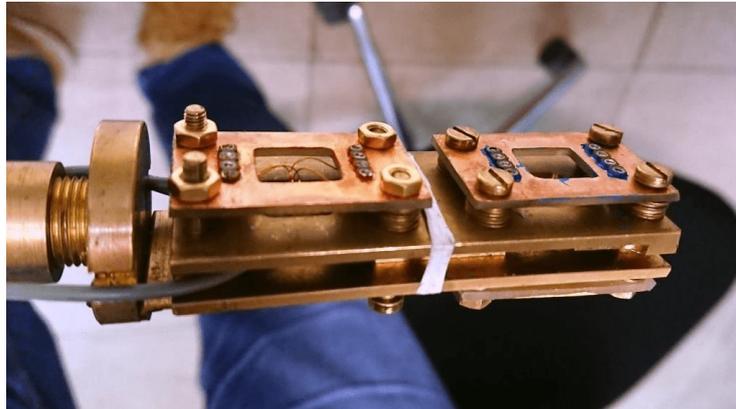


Abbildung 4.6: Probenstab-Ende mit Probenhalterungen.



Abbildung 4.7: Probenstab-Ende mit angebrachten Proben.

Am Probestab für den ^3He -Kryostaten können bis zu vier Proben gleichzeitig gemessen werden. Besonders tiefe Temperaturen erhält man durch Reduzierung des Dampfdruckes von flüssigem ^3He . Dabei können Temperaturen von etwa 0.3 K erreicht werden. ^3He ist ein seltenes und daher sehr teures Isotop, das daher vollkommen abgeschlossen vom restlichen Kryostaten durch das Interspace Vakuum im sogenannten ^3He -Insert gehalten wird. Der Probenträger befindet sich im geschlossenen System, das mit einem externen ^3He -Reservoir verbunden ist.

Stromversorgung der supraleitenden Spule

Das für die Hall-Messung verwendete Magnetfeld wird von einem im Kryostat angeordneten supraleitenden Magneten erzeugt. Dieser Magnet kann Felder bis zu 14 T erzeugen und ermöglicht einen dauerhaften Modus, beispielsweise dass das Magnetfeld auch nach dem Abschalten der Stromversorgung erhalten bleibt.

Zuerst muss eine Stromzufuhr verwendet werden, um die Spule mit Strom zu versorgen. Eine im Kryostat angeordnete Schalterheizung besteht aus einer Widerstandsheizung, die entweder resistiv oder supraleitend sein kann. Beim Einschalten des Heizerstroms wird die resistive Verbindung normalleitend, und der von der Stromversorgung bereitgestellte Strom kann in die Spule fließen.

Wenn der Strom in der Spule stabilisiert ist, kann der Heizer ausgeschaltet werden, damit er, von der Umgebung gekühlt, supraleitend wird. Der Strom in den Drähten kann auf Null gestellt werden und beginnt durch den Schalter zu zirkulieren. Es entsteht ein permanentes Magnetfeld.

Die Informationen aus diesem Unterkapitel stammen aus der Diplomarbeit von Roland Galos (siehe [20]).

4.5 ^4He -Kryostat

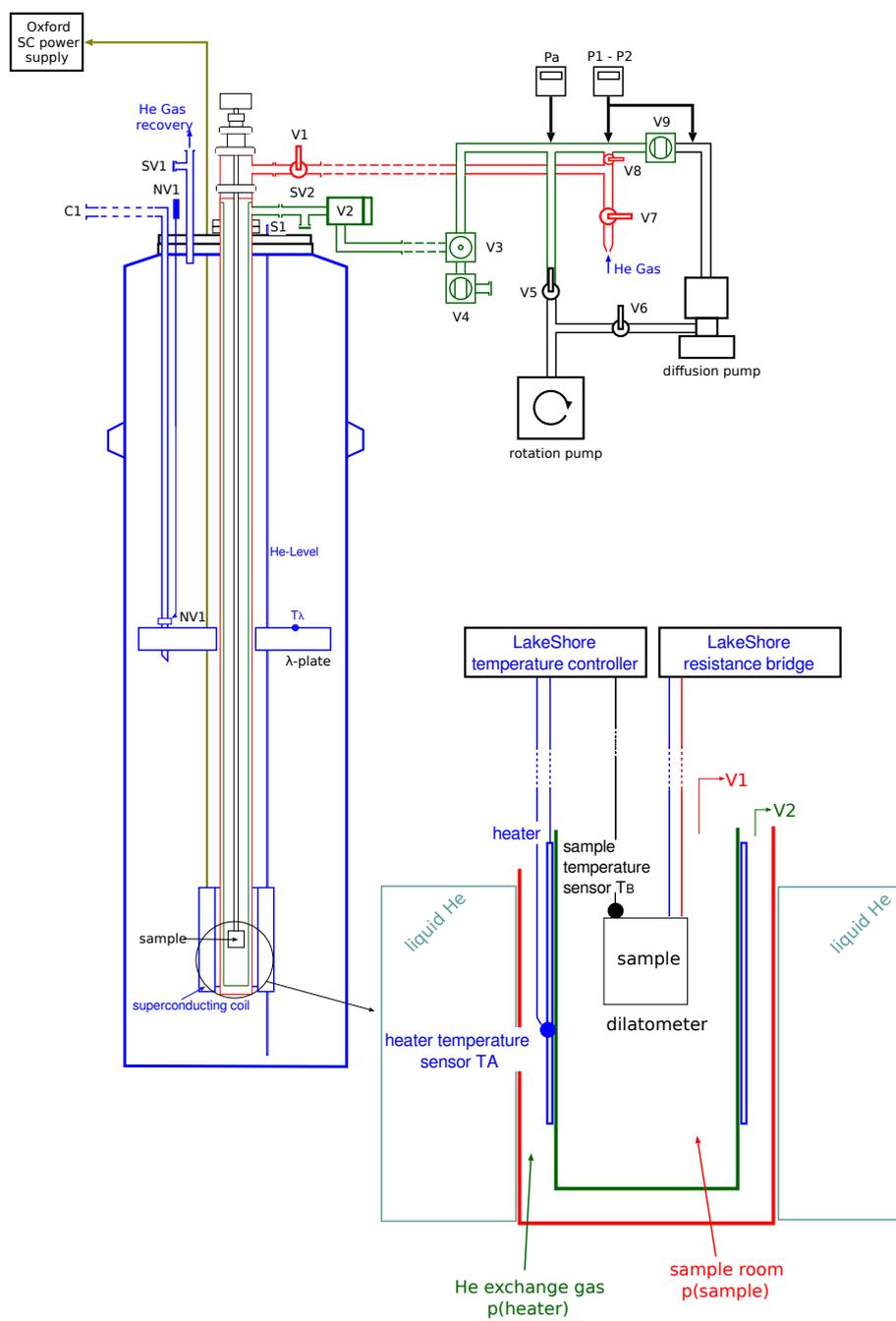
Der ^4He -Kryostat besteht aus einem Helium-Austauschgaseinsatz, der in einem mit flüssigem Helium gefüllten Dewar angeordnet ist. Die Temperatur kann durch einen mit einem elektronischen Temperaturregler verbundenen Heizer und durch den Austauschgasdruck geregelt werden. Aufgrund des komplexen Systems können viele verschiedene Betriebszustände eingestellt werden.

Die Betriebsverfahren hängen stark von der Temperatur in der Probenkammer, dem Niveau des flüssigen Heliums im äußeren Dewar und dem Druck des Austauschgases ab. Es kann einige Kombinationen dieser Parameter geben, bei denen entweder eine gefährliche Situation vorliegt oder die Messdaten unzuverlässig werden. Je nach Messtemperaturbereich sind unterschiedliche Drücke in der Probenkammer p_{sample} und im Heizraum p_{heater} einzustellen.

Für Widerstandsmessungen von Raumtemperatur bis zur Kondensationstemperatur von ^4He bei etwa 4 K wird ein Präzisions-Tieftemperatursystem verwendet. Für thermische und magnetische Messungen steht ein Probenstab zum Einsetzen in den Kryostaten mit einem Probenträger für insgesamt zwei Proben an der Unterseite zur Verfügung. Der Kryostat besteht jeweils aus einer äußeren und inneren Kammer, die aus Gründen der thermischen Isolation durch ein Ultrahochvakuum (UHV) getrennt sind.



Abbildung 4.8: ^4He -Kryostat (blau) mit Vakuumpumpen (rechts).

Abbildung 4.9: Komponenten-Skizze des ^4He Kryostaten.

Messvorgang

Zuerst wird der Stab in den Kryostaten eingeführt und fixiert. Im Anschluss werden die Kabel angeschlossen. Der Kryostat wird durch Überhebern von flüssigem Helium aus einem Dewar mit einem speziellen Heber abgekühlt, welches aus einem Innen- und einem Außenrohr und Ultrahochvakuum im Zwischenraum besteht. Das Aufwärmen erfolgt durch natürlichen Wärmeaustausch mit der Umgebungsluft.

Die Widerstandsmessbrücke vom Typ LakeShore Model 370 AC wird zum Erfassen von Widerstandsdaten verwendet. Sie ist mit einem Computer verbunden, auf dem das Steuerungsprogramm installiert ist. Vor dem Start müssen die Proben-Bezeichnung, die Dimensionen der Probe und andere Eigenschaften eingegeben werden. Der elektrische Widerstand wird abhängig von der Temperaturänderung mit einer bestimmten Geschwindigkeit gemessen. Normalerweise ist das Messintervall bei niedrigen Temperaturen geringer, dies kann jedoch in den Einstellungen des Computerprogramms geändert werden. Beginnend mit dem Abkühlungsprozess wird der Widerstand gemessen.

Aufgrund von Messungenauigkeiten werden nur die bei steigenden Temperaturen gesammelten Daten ausgewertet. Die Datenpunkte werden in eine .HMR- oder .TMR-Textdatei mit 14 Spalten geschrieben (zum Beispiel eine Spalte für Sensor-Temperatur, eine Spalte für den berechneten spezifischen Widerstand usw). Es ist zu beachten, dass das Gerät nur eine Probe zu einem bestimmten Zeitpunkt messen kann. Daher sind die Temperaturpunkte für die Proben unterschiedlich, wenn eine "Driftmessung"ausgeführt wird.

Die Informationen aus diesem Unterkapitel stammen aus der Diplomarbeit von Nicolas Robisch (siehe [21]).

Im Anhang C befindet sich eine umfangreiche Anleitung für Messungen am ^4He -Kryostaten bei verschiedenen Betriebszuständen.

Kapitel 5

Messvorbereitungen

5.1 Überblick

Proben

Die Proben sollten so dünn wie möglich sein (im Größenbereich von $1 \mu m$ bis $1 mm$), um den Wert der Hall-Spannung zu erhöhen. Da sehr dünne Proben jedoch zu extremer Zerbrechlichkeit führen, müssen geeignete Dicken gewählt werden, die sowohl eine messbare Hall-Spannung als auch eine ausreichende Festigkeit ermöglichen.

Für die Hall- und Van-der-Pauw-Technik müssen vier Überbrückungskabel mit der Probe kontaktieren werden. Dies ist eine große Herausforderung, da ungenaue Konfigurationen die Hall-Spannungsmessungen negativ beeinflussen.

In Abbildung 5.1 ist eine fertig präparierte quaderförmige Probe aus Fe_2VAl zu sehen.



Abbildung 5.1: Quaderförmige Probe aus Fe_2VAl mit vier angeschweißten Kupferdrähten und ausgehärteter Silberpaste.

Für die verwendeten Drähte handelt es sich entweder um Gold- oder Kupferdrähte. Das Verfahren zum Kontaktieren der Proben bestand darin, zusätzlich zu den Punktschweißkontakten die Drähte auf den Proben mit Silberkleber zu verbinden und die Probe 30 Minuten im Ofen bei einer Temperatur von 180 °C zu erhitzen, sodass der Silberkleber aushärtet.

Im Anhang B befindet sich eine detaillierte Anleitung zur grundsätzlichen Präparation einer quaderförmigen 4-Punkt-Probe beziehungsweise einer Van-der-Pauw-Probe.

Probentest

Bevor die Proben am Messstab befestigt werden, wird jeweils ein Kurzschluss- und ein Kontaktierungstest durchgeführt. Beides erfolgt mit einem gewöhnlichen Multimeter im Durchgangsprüfungsmodus. Dabei wird bei allen Kontakten geprüft, ob sie mittels der Probe gut leitend verbunden sind. Für jede Probe wird noch bei einem Draht getestet, ob ein Kurzschluss mit der Probenhalterung beziehungsweise dem Probenstab vorliegt, da dies zu messtechnischen Problemen führen kann.

Probenhalterung

Die Proben sind für isolierende und einfache Handhabung auf einem Kunststoffhalter befestigt. Aufgrund des Probenhalters des Kryostaten wurden die Kunststoffhalter mit einer bestimmten Form geschnitten (größentechnisch $5\text{ mm} \cdot 1.5\text{ mm} \cdot 1.5\text{ mm}$). Die Filamente sind an den Haltern angeschweißt, sodass die elektrischen Drähte des Kryostaten leicht mit ihnen kontaktiert werden können.

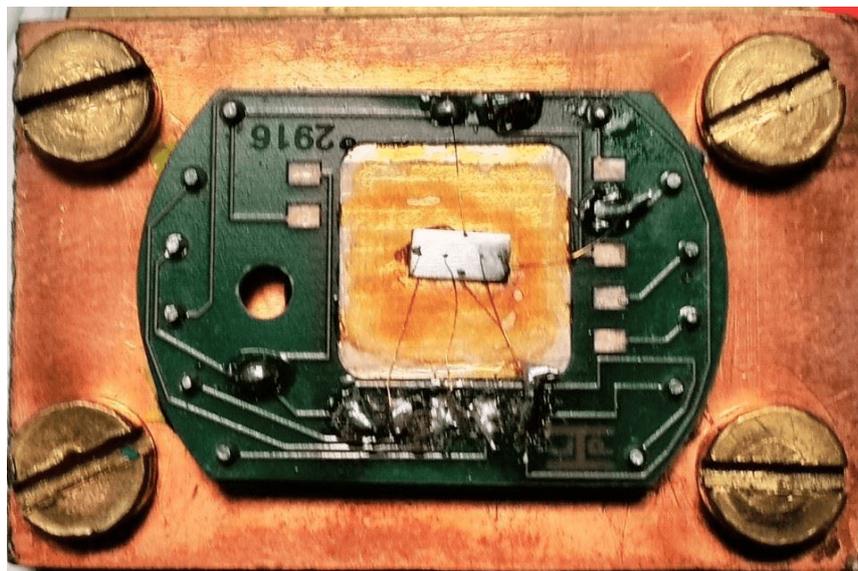


Abbildung 5.2: Hall-Probe auf grünem Kunststoffhalter, montiert auf Probenhalterung des ^3He -Messstabes.

5.2 Charakteristik der Proben

Die untersuchten Proben basieren auf dem Heusler-System Fe_2VAl , wobei V partiell durch das schwerere und größere Element W ersetzt wird. Diese Systeme befinden sich nahe eines halbleitenden Zustandes und besitzen eine kubische Kristallstruktur, so wie sie schematisch in Abbildung 5.3 zu sehen ist.

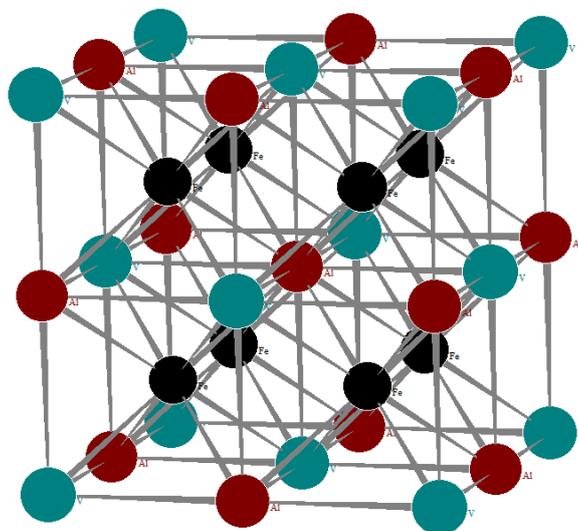
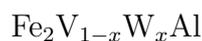


Abbildung 5.3: Kristallstruktur von Fe_2VAl . Die Eisen-Atome sind in der Grafik schwarz dargestellt, die Vanadium-Atome blau und die Aluminium-Atome rot.

In Abbildung 5.4 sind die Bindungen und Energieniveaus von Fe_2VAl dargestellt (genaue Erläuterungen siehe [1]).

Die weiteren gemessenen Proben sind aus Materialien, basierend auf $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ mit der Kennzeichnung W, wobei 02 repräsentativ für einen 20-prozentigen Anteil von Wolfram und xx für die x-te Schicht aus dem Bulkmaterial steht:



Für Proben mit der Kennzeichnung



kommen Materialien aus $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ zum Einsatz, die mit Hilfe eines Beschichtungsverfahrens (siehe [1]) aus dünnen Schichten mit Dicken im μm -Bereich bestehen (02cWxx-Proben besitzen ähnliche Dicke).

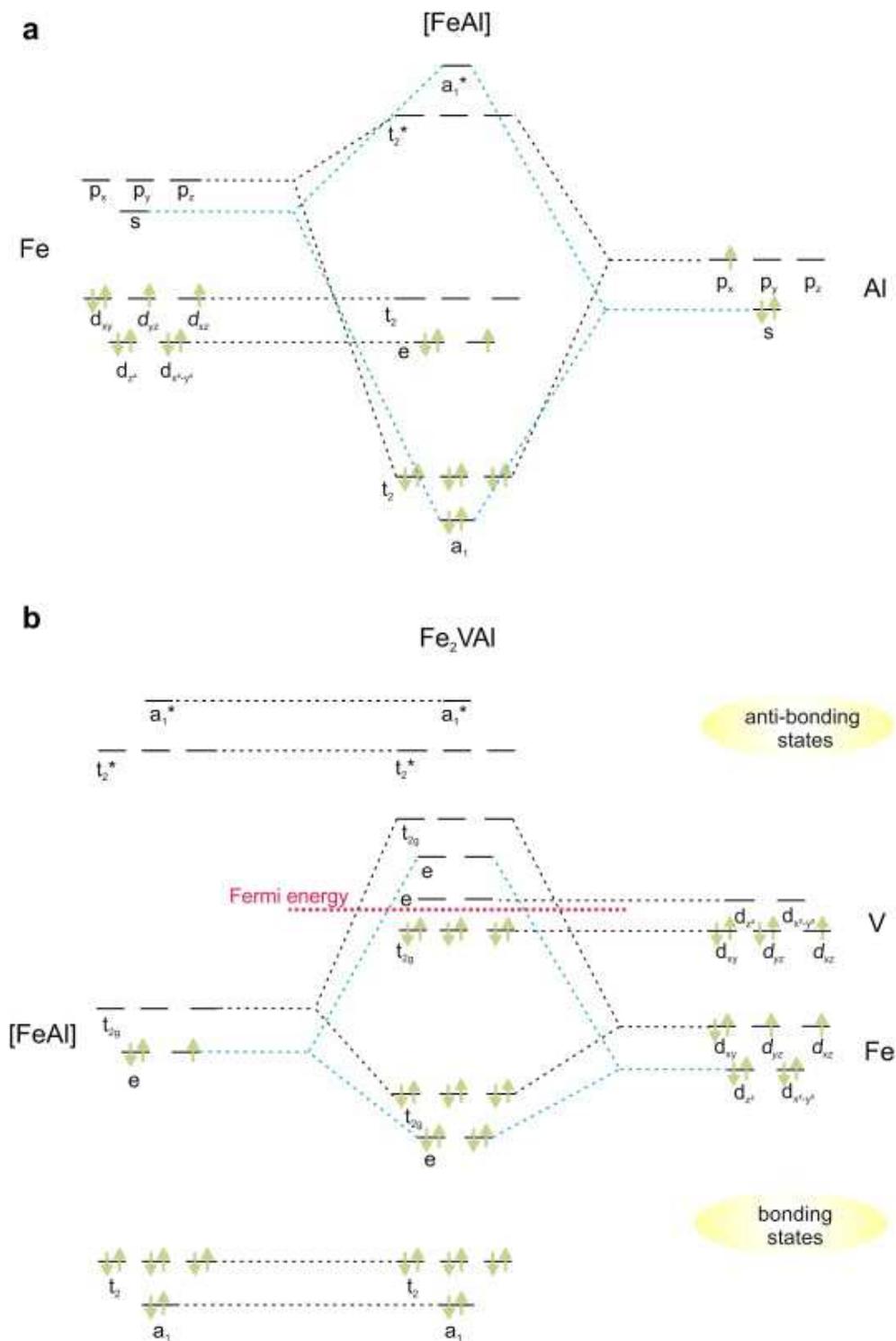


Abbildung 5.4: Illustration der Bindungen von Fe_2VAI . (a) Hybridisierung der s- und p-Orbitale von Fe und Al in der Zinkblenden-Struktur in bindende und anti-bindende Zustände. (b) Vollständige Bindung durch Hybridisierung und Umbesetzung der Elektronen mit eingezeichneter Fermi-Energie (rote Linie).

5.3 Messablauf am ^4He -Kryostaten

Messungen am ^4He -Kryostaten zielen darauf ab, dass für jede Probe der spezifische Widerstand bei konstanten Magnetfeldern oder bei konstanten Temperaturen untersucht wird, wobei der jeweils andere Parameter (Magnetfeld oder Temperatur) variiert wird. Der Temperaturbereich umfasst hierbei 4 bis 300 K und das Magnetfeld wird zwischen -9 bis 9 T eingestellt.

Eine detaillierte Anleitung für die Messungen am ^4He -Kryostaten befindet sich in Anhang C.

Wichtige Hinweise

- Bei tiefen Temperaturen unter 10 K muss darauf geachtet werden, dass der typischerweise eingestellte Messstrom von 31.6 mA auf 3.16 mA reduziert wird, damit sich die Probe nicht zu stark erhitzt. Dies kommt vorzugsweise bei sehr dünnen Proben mit einem Durchmesser von wenigen μm vor, da hierbei die Widerstände mehrere Ω (bei dickeren Proben eher im $m\Omega$ -Bereich) betragen können (Proben-Leistung sollte 100 μW nicht übersteigen).
- Leistungen von 100 nW bis 100 μW an den Proben sollten konstante Temperaturen bei 4 bis 10 K noch ermöglichen. Geringere Ströme von 3.16 mA reduzieren aber die Messgenauigkeit, sodass bei Temperaturen ab 10 K ein Speisestrom mit 31.6 mA empfohlen wird.
- Für Messungen mit konstanten Temperaturen muss darauf geachtet werden, dass die Leistung vom Heizer bei Temperaturen bis etwa 30 K mit 5 W und bei höheren Temperaturen mit 50 W eingestellt wird, sodass der thermische Rampensprung zügig vollzogen wird. Im Zuge dessen sollte die Temperatur vom Proben-Sensor für etwa 30 Minuten annähernd konstant (auf ungefähr 10 mK genau) gehalten werden, bevor die nächste Messreihe gestartet wird, damit kein Temperaturdrift während der Messungen auftreten wird.
- Bei isothermen Magnetowiderstansmessungen ab 50 K sollte die Diffusionspumpe eingeschalten werden. Regelmäßiges Auspumpen der Schläuche und des Kryostaten von unerwünschten, kondensierten Gasen sollte vor Messbeginn durchgeführt werden. Die Parameter des PID-Reglers müssen eventuell angepasst werden.
- Nach der letzten Tages-Messung sollte der Parameter 'ResetTValue' auf '0' gesetzt werden, damit der Kryostat über Nacht abkühlt und so wenig Helium wie möglich verliert.

Zur Überprüfung der Messergebnisse am ^4He -Kryostaten bei Raumtemperatur (rund 300 K) wird eine weitere Messstation mit der Bezeichnung HERMES herangezogen. Diese Messungen werden zu Beginn des nächsten Kapitels vorgestellt.

5.4 Untersuchte Proben

Folgende Proben mit den entsprechenden Materialdicken wurden im ^4He -Kryostaten untersucht:

- Quaderförmige $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe mit rund $d = 1000 \mu\text{m}$
- Quaderförmige $\text{Fe}_2\text{V}_{0.9}\text{W}_{0.1}\text{Al}$ -Probe mit rund $d = 1000 \mu\text{m}$
- Plattenförmige Fe_2VAl -Probe mit $d = 690 \mu\text{m}$
- Plattenförmige $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe mit $d = 310 \mu\text{m}$
- Dünnschichtige 02cW03-Probe mit $d = 0.5 \mu\text{m}$
- Dünnschichtige W38- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe mit $d = 1.0 \mu\text{m}$
- Dünnschichtige W39- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe mit $d = 0.5 \mu\text{m}$

Zusätzlich wurden noch weitere Proben bei Raumtemperatur (rund 300 K) mit Hilfe der am Institut für Festkörperphysik der TU Wien vorhandenen Messstation HERMES gemessen:

- Plattenförmige $\text{Fe}_2\text{V}_{0.95}\text{W}_{0.05}\text{Al}$ -Probe mit $d = 380 \mu\text{m}$
- Dünnschichtige 02cW11- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe mit $d = 3.5 \mu\text{m}$
- Dünnschichtige 02cW14- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe mit $d = 1.0 \mu\text{m}$

Im nächsten Kapitel werden die ermittelten Messergebnisse von der Messstation HERMES, als auch vom ^4He -Kryostaten detailliert erläutert und miteinander verglichen.

Kapitel 6

Messungen

6.1 Messstation HERMES bei Raumtemperatur

Die Informationen aus diesem Unterkapitel stammen aus der Diplomarbeit von Patrick-Rene Heinrich (siehe [2]).

Bei der vom Diplomanden Patrick Heinrich aufgebauten Messstation HERMES lassen sich mittels des Hall-Effektes folgende wichtige Eigenschaften der Thermoelektrizität bei Raumtemperatur (rund 300 K) ermitteln:

- Spezifischer Widerstand ρ_{xx} in $\mu\Omega cm$
- Hall-Widerstand R_{xy} in Ω
- Hall-Koeffizient R_H in $\frac{cm^3}{C}$
- Ladungsträgerdichte n in $\frac{1}{cm^3}$
- Beweglichkeit μ in $\frac{cm^2}{V \cdot s}$

Für Messungen kommt ein NdFeB-Permanentmagnet mit 0.695 T zum Einsatz. Als Widerstandsmessgerät wird wieder eine 370-AC-Resistance-Bridge von Lakeshore herangezogen. Die Hall-Sonde wird mit einem konstanten Speisestrom von 3.16 mA oder mehr versorgt.

In Tabelle 6.1 sind die gemittelten Messreihenwerte der jeweiligen Proben aufgelistet. Jede Messreihe besteht aus drei bis fünf Einzelmessungen, wobei jede einzelne Messung etwa 10 bis 15 Minuten in Anspruch nimmt.

Probe	$d[\mu m]$	T[K]	$\rho_{xx}[\mu\Omega cm]$	$R_{xy}[\Omega]$	$R_H[\frac{cm^3}{C}]$	$n[\frac{1}{cm^3}]$	$\mu[\frac{cm^2}{V \cdot s}]$
Fe ₂ VAl	690	297.41	797.1	$1.24 \cdot 10^{-5}$	0.0396	$4.73 \cdot 10^{20}$	16.6
Fe ₂ V _{0.95} W _{0.05} Al	380	296.76	894.5	$1.65 \cdot 10^{-5}$	0.0097	$1.68 \cdot 10^{21}$	10.73
Fe ₂ V _{0.8} W _{0.2} Al	310	297.53	327.3	$-1.81 \cdot 10^{-6}$	-0.00088	$-9.71 \cdot 10^{21}$	2.6
02cW03	0.5	296.56	387.7	$2.02 \cdot 10^{-2}$	0.0159	$3.94 \cdot 10^{20}$	40.9
02cW11	3.5	297.49	1127.0	$2.8 \cdot 10^{-3}$	0.0151	$4.14 \cdot 10^{20}$	13.4
02cW14	1.0	297.47	364.0	$1.09 \cdot 10^{-2}$	0.0168	$3.72 \cdot 10^{20}$	46.1

Tabelle 6.1: Hall-Effekt-Messreihen bei Raumtemperatur an der Messstation HERMES.

Die Messergebnisse von ρ_{xx} , R_{xy} , R_H , n und μ werden in den nächsten Unterkapiteln mit den jeweiligen Resultaten am ⁴He-Kryostaten bei 300 K und 0.5 bis 1.0 T verglichen.

6.2 Messungen an quaderförmigen Proben

Aufgabenstellung

Bei diesen Messreihen kommen quaderförmige Proben mit einer Dicke von rund 1000 μm zum Einsatz:

- Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al (siehe Abschnitt 6.2)
- Fe₂V_{0.9}W_{0.1}Al (siehe Abschnitt 6.2)

Dabei wird die klassische Methode verwendet, um den elektrischen Widerstand zu bestimmen. Die folgenden Messgrößen sollen ermittelt werden:

- Spezifischer Widerstand ρ_{xx} von 0 bis 9 T bei konstanten Temperaturen T von 4 bis 300 K
- Relative spezifische Widerstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ von 0 bis 9 T bei konstanten Temperaturen T von 4 bis 300 K
- Spezifischer Widerstand ρ_{xx} von 4 bis 50 K bei konstanten Magnetfeldern H von 0 bis 9 T

Diese Messungen dienen vorzugsweise zur Überprüfung der Messanlage, des Programmcodes und der Probenkontaktierung. Deswegen beinhalteten sie noch keine Hall-Effekt-Messungen.

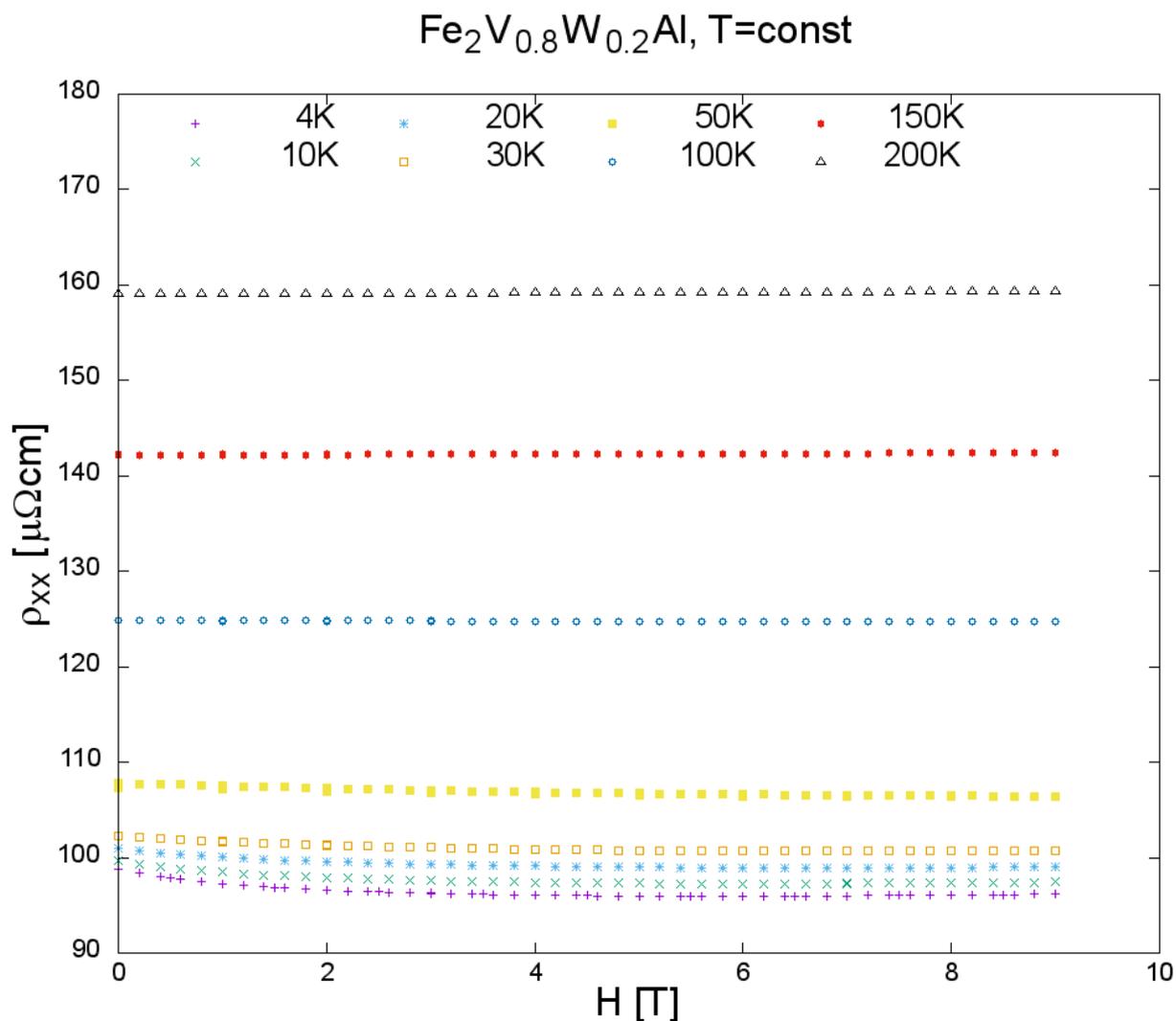
Quaderförmige $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -ProbeSpezifischer Widerstand ρ_{xx} bei $T=\text{const}$ 

Abbildung 6.1: Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der quaderförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.

Beim spezifischen Widerstand bei verschiedenen konstanten Temperaturen ist ein Anstieg der Werte mit der Temperaturerhöhung zu erkennen, der im Bereich von 4 bis 30 K weniger stark ausfällt als zwischen 50 bis 200 K. Geringe Magnetfeld-Abhängigkeiten sind bei den 100K-, 150K- und 200K-Messreihen feststellbar, während sie für tiefere Temperaturen etwas größer werden.

Relative spezifische Widerstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ bei $T=\text{const}$

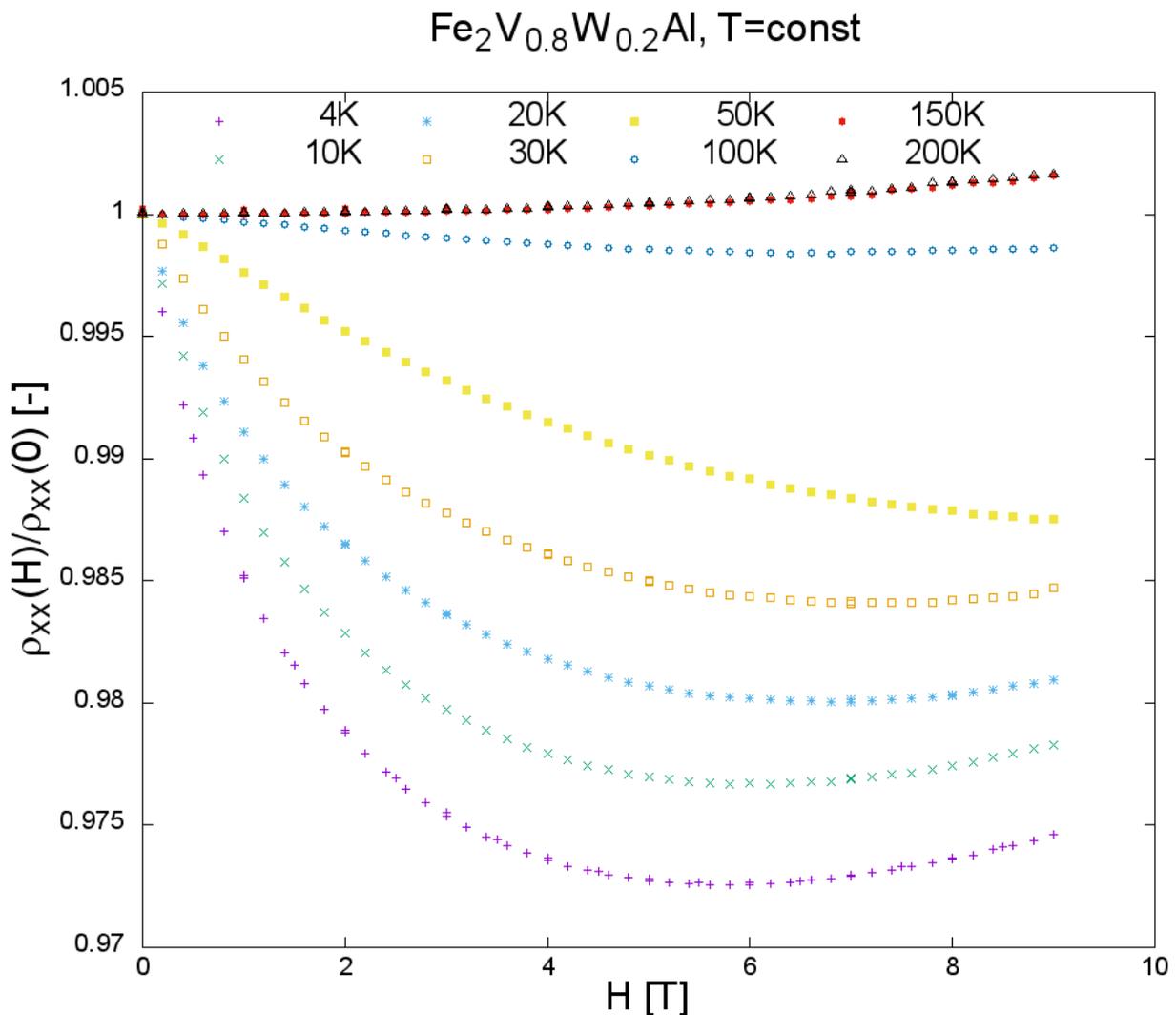


Abbildung 6.2: Feldabhängigkeit der isothermen Magnetowiderstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der quaderförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.

Für spezifische Widerstandsänderungen bei verschiedenen konstanten Temperaturen sind im Bereich von 4 bis 50 K Unterschiede im 1 bis 3 Prozentbereich zwischen 0 und 9 T feststellbar. Zusätzlich ist jeweils ein lokales Minimum bei den 4 bis 30 K Messungen im Bereich von 5 bis 7 T zu erkennen. Für 100 bis 200 K Messreihen verläuft der spezifische Widerstand fast konstant. Zusätzlich kann ein Übergang von negativen zu positiven Magnetowiderstand zwischen 100 und 150 K beobachtet werden. Während der Erste eine Konsequenz der Wechselwirkung von Elektronen mit magnetischen Momenten ist, ist der Zweite ein Ergebnis des bei hohen Temperaturen dominierenden klassischen (positiven) Magnetowiderstandes.

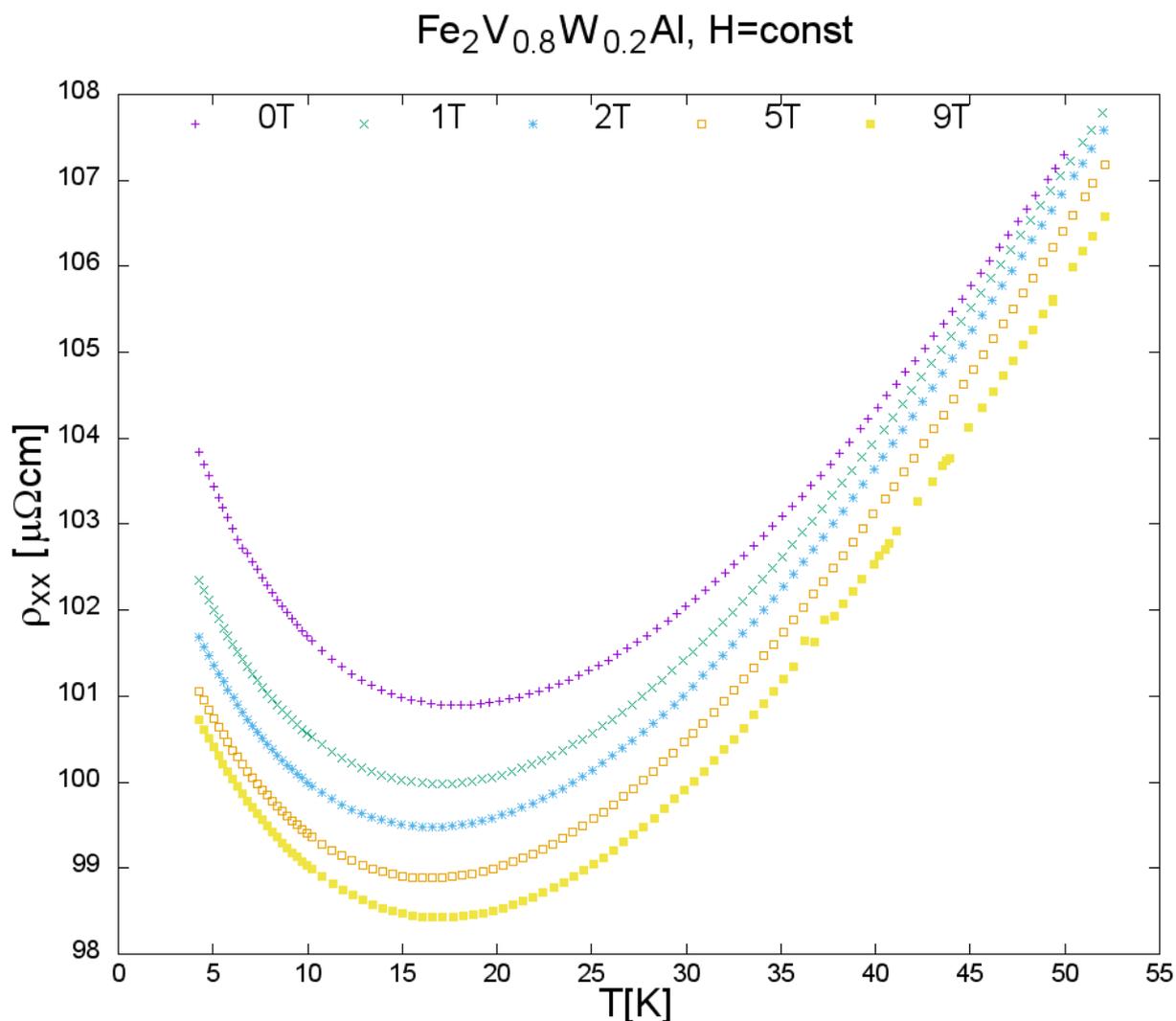
Spezifischer Widerstand ρ_{xx} bei $H=\text{const}$ 

Abbildung 6.3: Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei unterschiedlichen konstanten Magnetfeldern der quaderförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.

Beim spezifischen Widerstand bei verschiedenen konstanten Magnetfeldern sind bei allen Messreihen von 0 bis 9 T ausgeprägte Minima im Temperaturbereich von 15 bis 20 K vorhanden. Ab etwa 35 K stellt sich jeweils ein konstanter Anstieg von $\rho_{xx}(T)$ ein und die unterschiedlichen Magnetfeld-Messungen nähern sich immer weiter einander an. Grundsätzlich ist zu erkennen, dass der spezifische Widerstand bei festgehaltener Temperatur mit der Magnetfeldstärke sinkt.

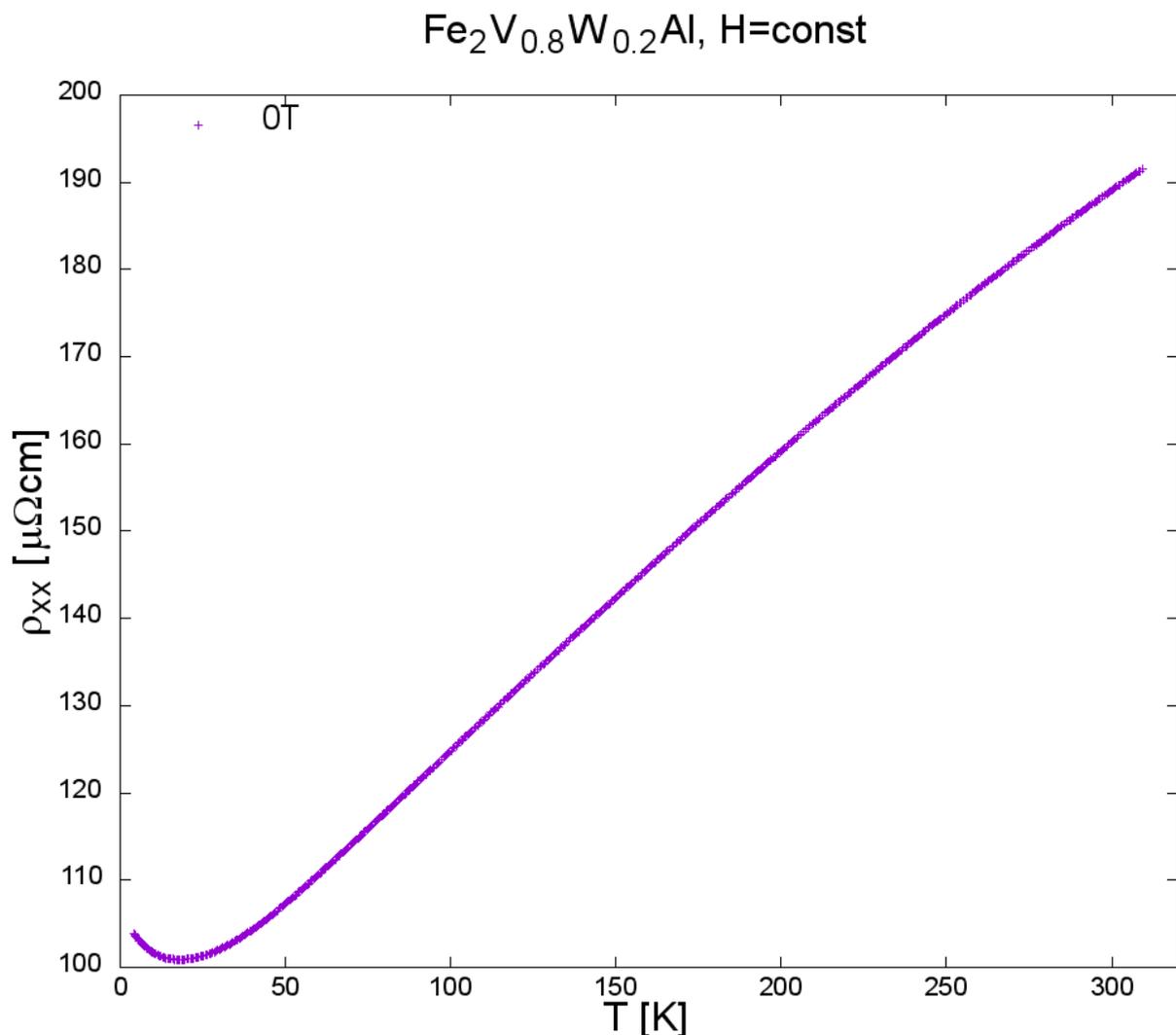


Abbildung 6.4: Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei äußerem Magnetfeld von 0 T der quaderförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe im Bereich von 4 bis 300 K.

Bei dieser Messung wurde der spezifische Widerstand bei 0 T von 4 bis 300 K untersucht. Hierbei lässt sich das schon in Abbildung 6.3 beschriebene Minimum bei etwa 15 bis 20 K feststellen, sowie ein fast linearer Anstieg von ungefähr 50 K bis Raumtemperatur. Streuprozesse an einzelnen unkompensierten Fe-Atomen könnten aufgrund eines Kondo-Effekts den Anstieg von $\rho_{xx}(T)$ bei tiefen Temperaturen erklären.

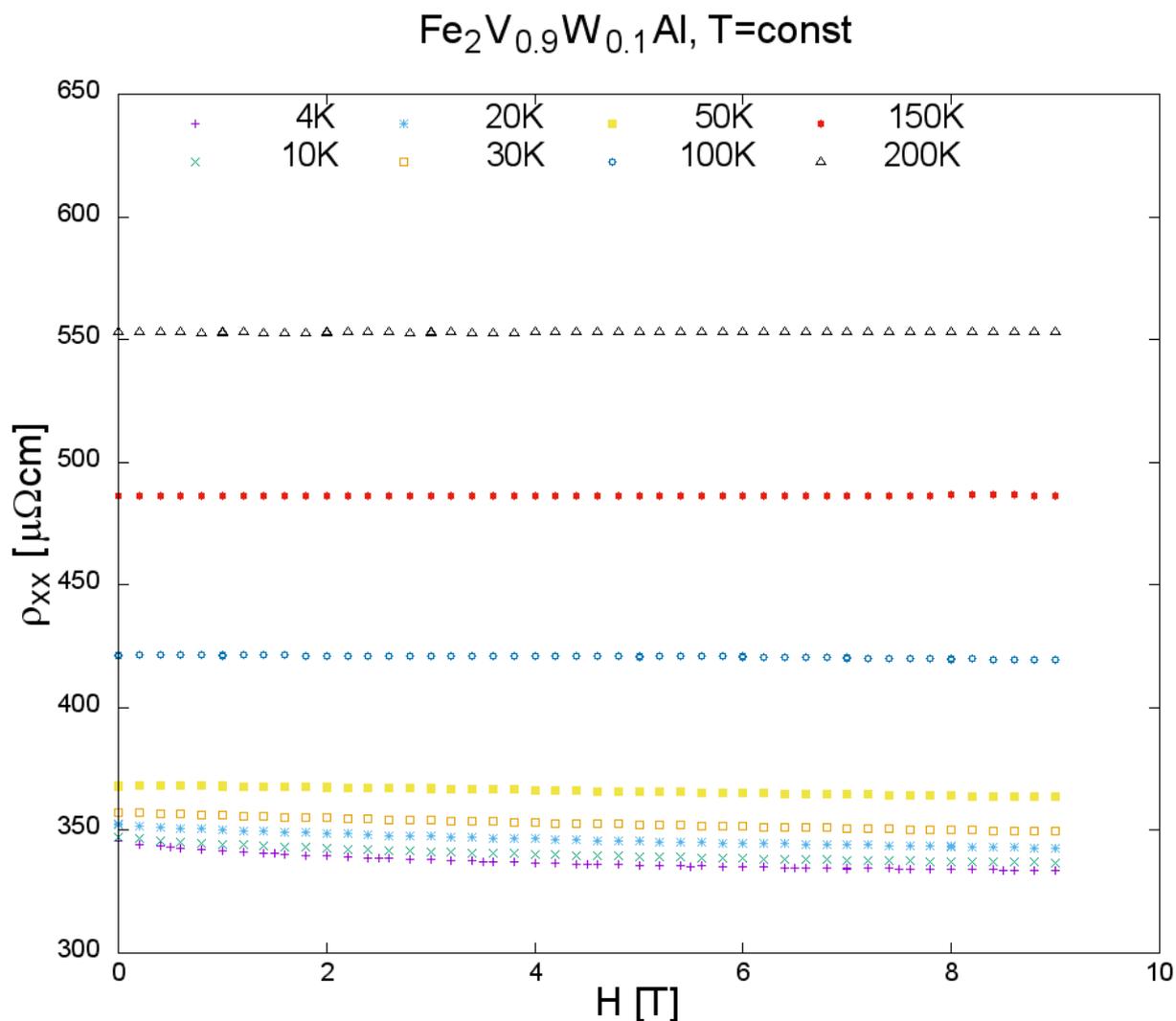
Quaderförmige $\text{Fe}_2\text{V}_{0.9}\text{W}_{0.1}\text{Al}$ -ProbeSpezifischer Widerstand ρ_{xx} bei $T=\text{const}$ 

Abbildung 6.5: Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der quaderförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.9}\text{W}_{0.1}\text{Al}$ -Probe.

Beim spezifischen Widerstand bei verschiedenen konstanten Temperaturen ist ein allmählicher Anstieg zu erkennen, der im Bereich von 4 bis 50 K weniger stark ausfällt als zwischen 50 bis 200 K, sehr ähnlich zu den Resultaten der quaderförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe. Eine geringe Magnetfeld-Abhängigkeit ist bei den Messreihen 100 bis 200 K feststellbar, während sie für tiefere Temperaturen etwas zunimmt.

Relative spezifische Widerstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ bei $T=\text{const}$

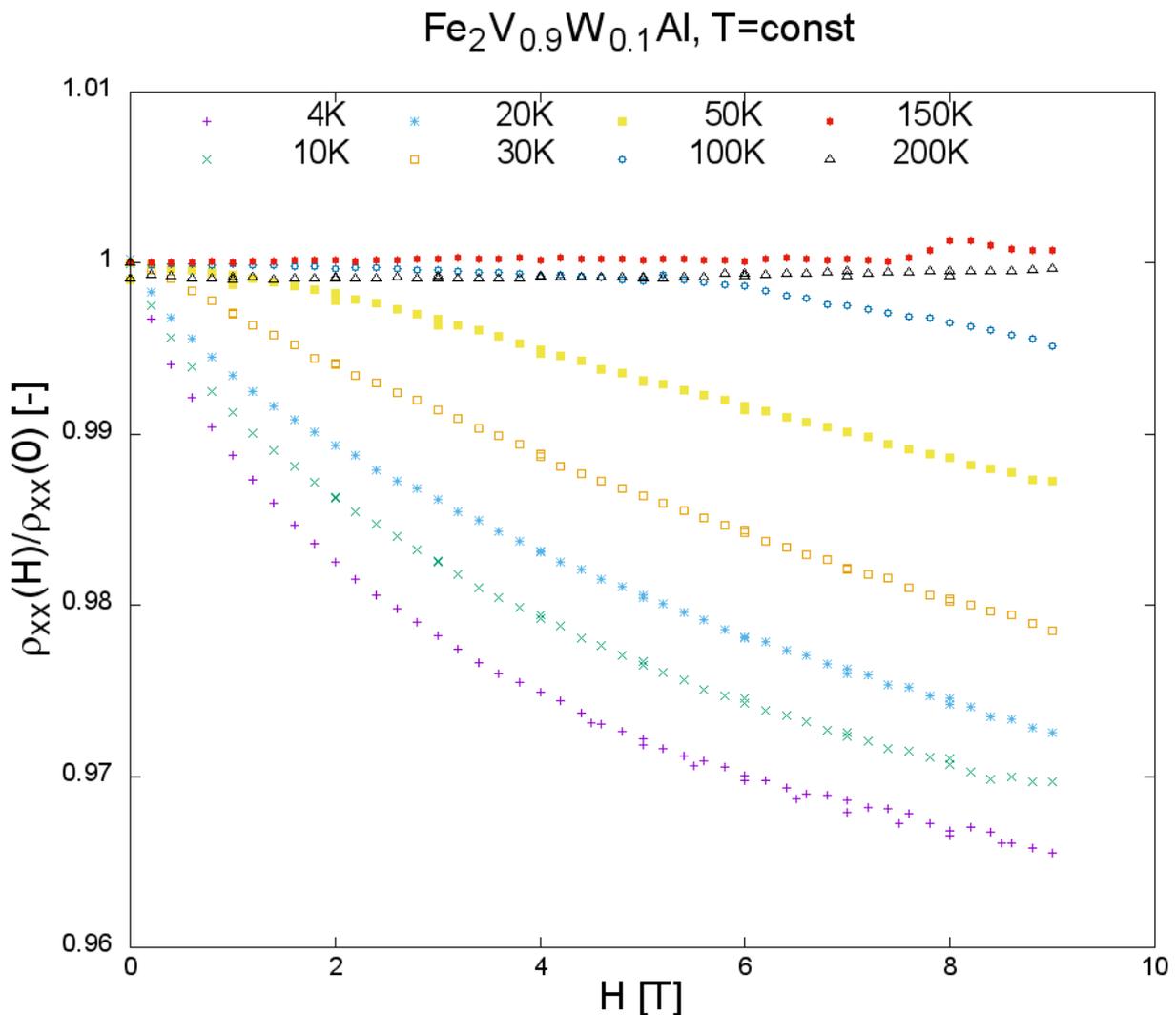


Abbildung 6.6: Feldabhängigkeit der isothermen Magnetowiderstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der quaderförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.9}\text{W}_{0.1}\text{Al}$ -Probe.

Für magnetfeldabhängigen Widerstandsänderungen bei verschiedenen konstanten Temperaturen sind Ähnlichkeiten mit jener der quaderförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe zu erkennen. Im Bereich von 4 bis 50 K sind ebenso Unterschiede im 1 bis 4 Prozentbereich zwischen 0 und 9 T feststellbar, jedoch jeweils stärker ausgeprägt und ohne vorhandenes Minimum. Bei 100 K erfolgt erst ab etwa 6 T eine sichtbare Widerstandsänderung. Bei 150 und 200 K hingegen verläuft der spezifische Widerstand annähernd konstant und erreicht positive Werte, die vom klassischen Magnetowiderstand dominiert werden.

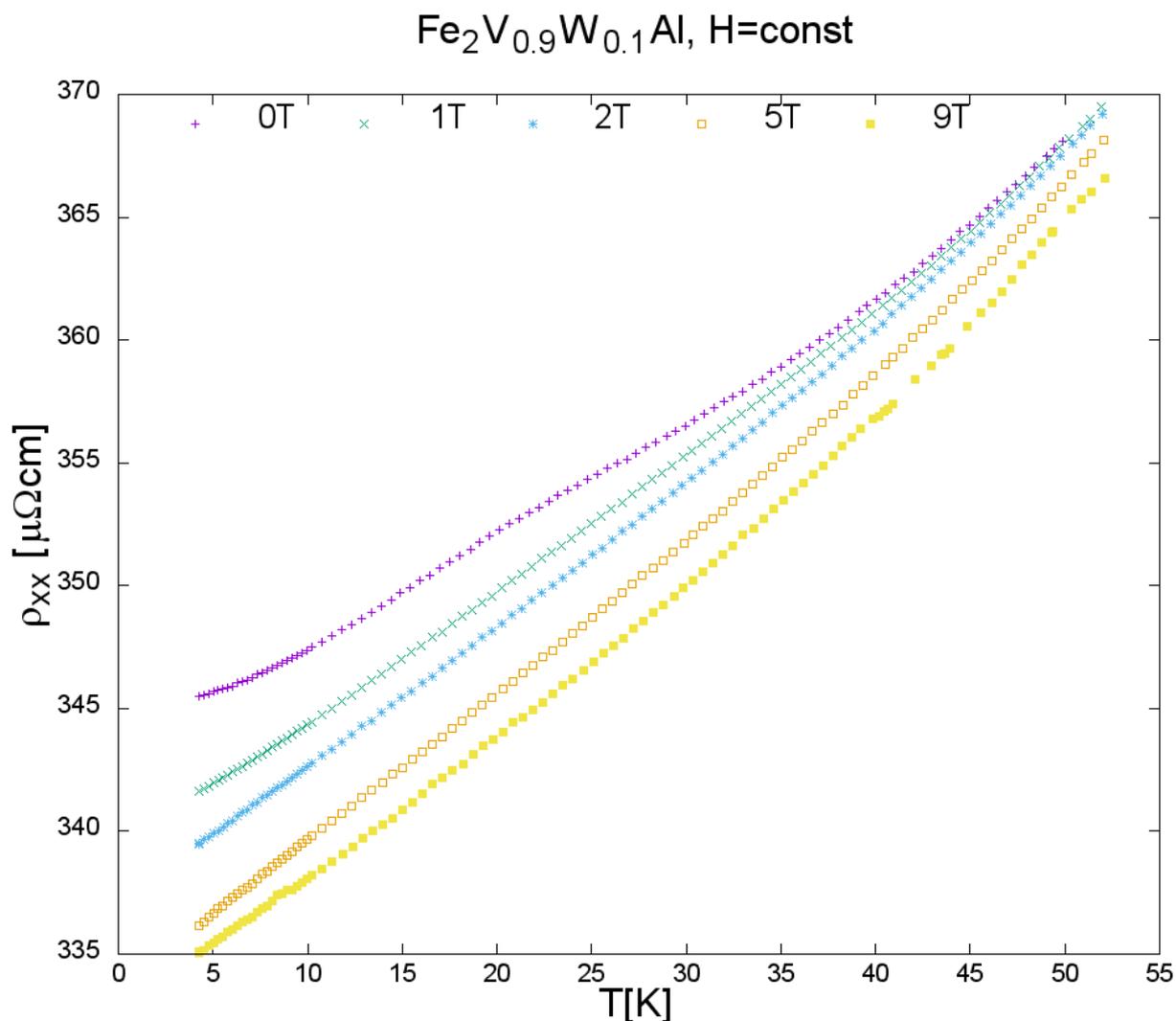
Spezifischer Widerstand ρ_{xx} bei $H=\text{const}$ 

Abbildung 6.7: Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei unterschiedlichen konstanten Magnetfeldern der quaderförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.9}\text{W}_{0.1}\text{Al}$ -Probe.

Beim spezifischen Widerstand bei verschiedenen konstanten Magnetfeldern sind für die 1 bis 9 T Messungen fast lineare Anstiege zu erkennen. Für die 0 T Messreihe ist im Temperaturbereich von 10 bis 30 K eine leichte Wellenform zu sehen, die möglicherweise auf schwache magnetische Ordnung hinweist. Ab etwa 40 K nähern sich die $\rho_{xx}(T)$ -Werte für unterschiedliche Magnetfeldstärken immer weiter an, je höher die Temperatur ansteigt.

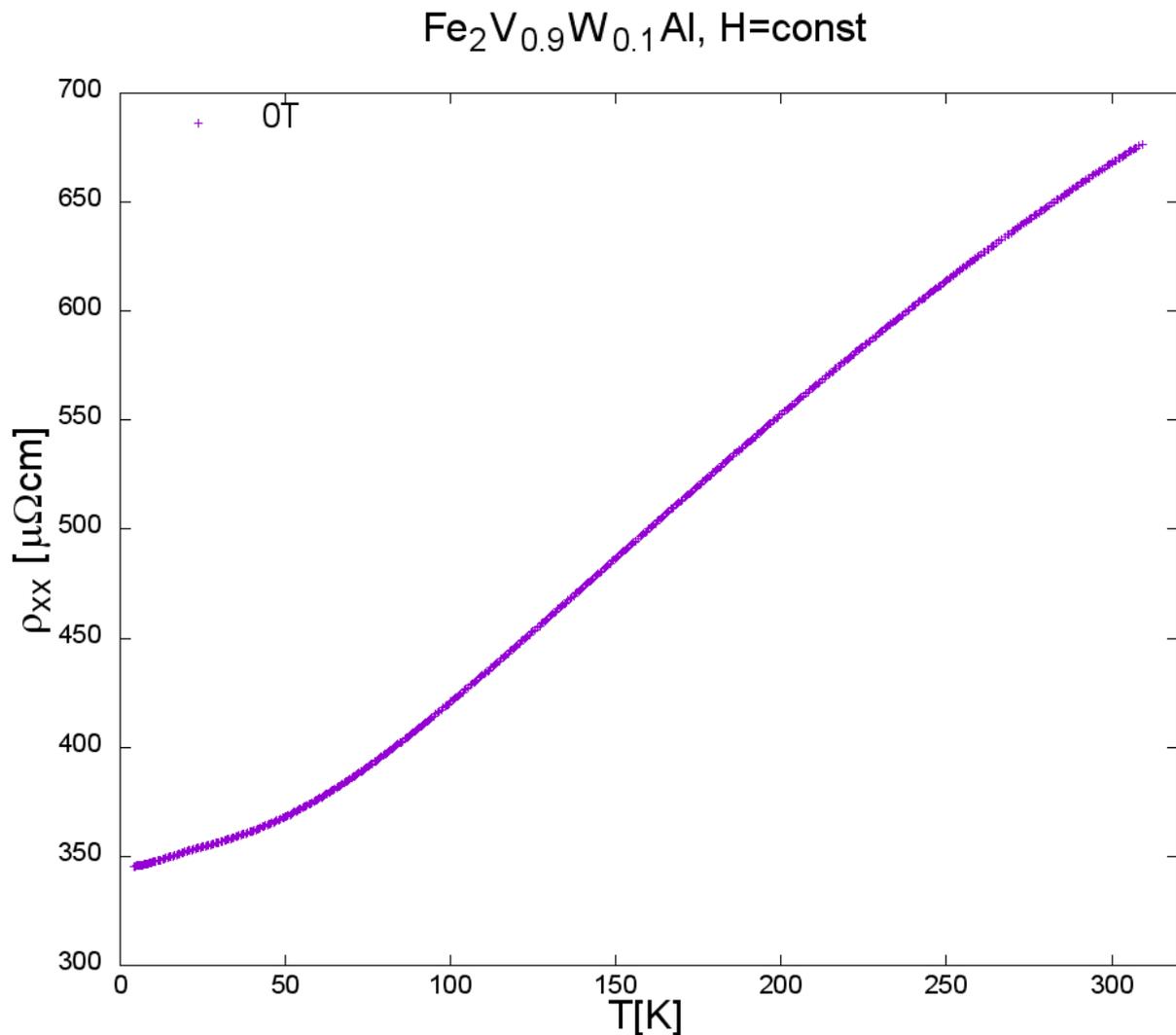


Abbildung 6.8: Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} für eine 0 T Messung der quaderförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.9}\text{W}_{0.1}\text{Al}$ -Probe im Bereich von 4 bis 300 K.

Bei dieser Messung wurde der spezifische Widerstand bei 0 T von 4 bis 300 K ermittelt. Hierbei ist der bereits diskutierte wellenförmige Anstieg von 4 bis etwa 50 K zu sehen, wobei danach die Steigung zunimmt. Für höhere Temperaturen kann man eine leicht negativ gekrümmte Kurve feststellen, also $\frac{d\rho_{xx}}{dT} < 0$.

6.3 Messungen an plattenförmigen Proben

Aufgabenstellung

Bei diesen Messreihen kommen plattenförmige Proben mit einer Dicke von weniger als $1000 \mu\text{m}$ zum Einsatz:

- Fe_2VAl mit $d = 690 \mu\text{m}$ (siehe Abschnitt 6.3)
- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ mit $d = 310 \mu\text{m}$ (siehe Abschnitt 6.3)

Diese Proben werden mittels der Van der Pauw Technik vermessen. Die folgenden Messgrößen sollen ermittelt werden:

- Spezifischer Widerstand ρ_{xx} von -9 bis 9 T bei konstanten Temperaturen T von 4 bis 300 K
- Relative spezifische Widerstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ von -9 bis 9 T gemittelt bei konstanten Temperaturen T von 4 bis 300 K
- Spezifischer Widerstand ρ_{xx} von 4 bis 50 K bei konstanten Magnetfeldern H von -9 bis 9 T
- Hall-Widerstand R_{xy} von 0 bis 9 T bei konstanten Temperaturen T von 4 bis 300 K
- Spezifischer Hall-Widerstand ρ_{xy} bei konstanten Temperaturen T von 4 bis 300 K
- Hall-Koeffizient R_H bei konstanten Temperaturen T von 4 bis 300 K
- Ladungsträgerdichte n im Verhältnis zur Temperatur von 4 bis 300 K
- Beweglichkeit μ im Verhältnis zur Temperatur von 4 bis 300 K

Die Messergebnisse von ρ_{xx} , R_{xy} , R_H , n und μ werden bei 300 K und 0.5-1.0 T mit jenen Resultaten an der Messstation HERMES verglichen.

Die Auswertung und Interpretation von einzelnen Messreihen erfolgt im nächsten Kapitel (siehe Kapitel 7).

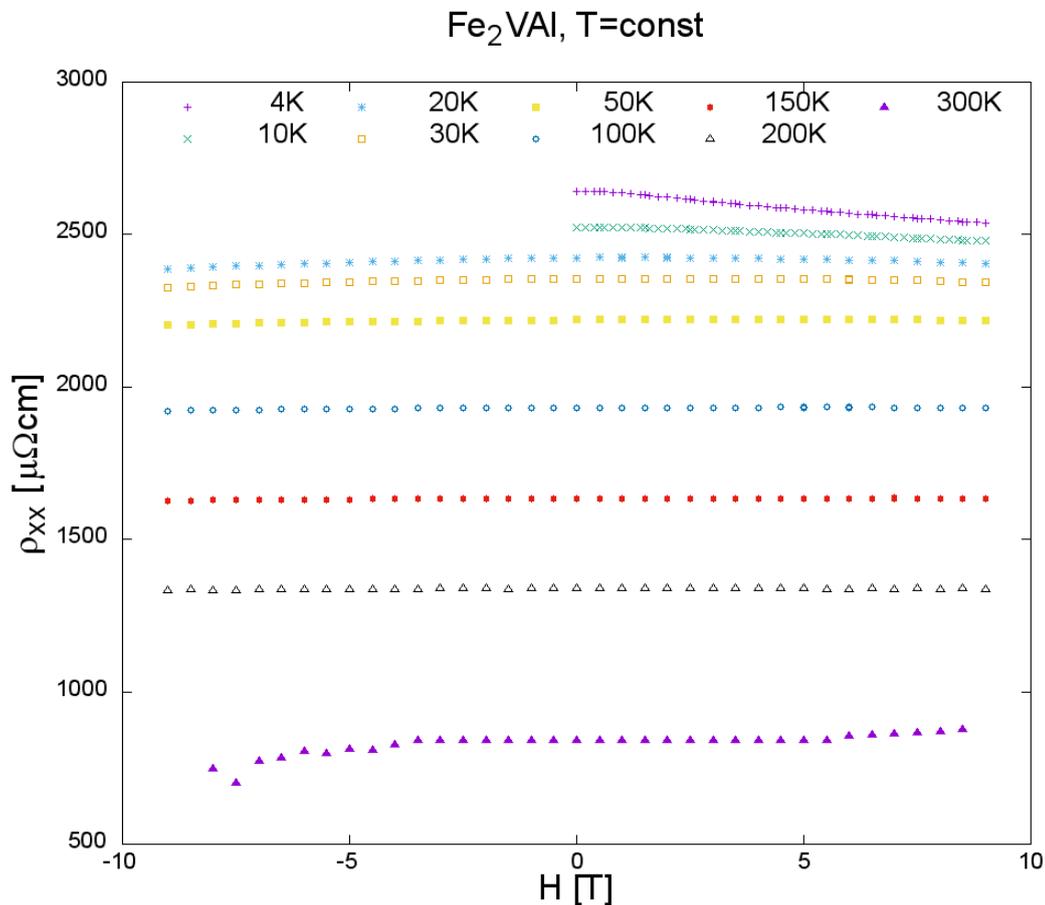
Plattenförmige Fe₂VAl-ProbeSpezifischer Widerstand ρ_{xx} bei $T=\text{const}$, $d = 690\mu\text{m}$ 

Abbildung 6.9: Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der plattenförmigen Fe₂VAl-Probe.

Für diese Serie von Messungen werden Magnetfelder sowohl in positive als auch in negative Richtung geschaltet. Dies erfolgt einfach durch Vertauschen der positiven und negativen Elektroden der Stromquelle. Beim spezifischen Widerstand ρ_{xx} von Fe₂VAl bei verschiedenen konstanten Temperaturen ist eine Abnahme von 4 bis 300 K zu erkennen, die im Bereich von 4 bis 50 K weniger stark ausfällt als zwischen 50 bis 300 K. Dies ist gegensätzlich im Vergleich zu den W-dotierten Proben. Es ist ein Ergebnis eines ausgeprägten halbleiterähnlichen Verhaltens von Fe₂VAl. Eine etwas deutlichere Magnetfeld-Abhängigkeit ist bei den 4K- und 10K-Messreihen feststellbar. Je höher die Temperatur bei gleichbleibendem Magnetfeld eingestellt wird, desto geringer ist der gemessene spezifische Widerstand. Der im ⁴He-Kryostaten bestimmte Wert bei 300 K (rund $795\mu\Omega\text{cm}$) stimmt sehr gut mit dem Wert der Messstation HERMES überein ($797.1\mu\Omega\text{cm}$).

Relative spezifische Widerstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ bei $T=\text{const}$, $d = 690\mu\text{m}$

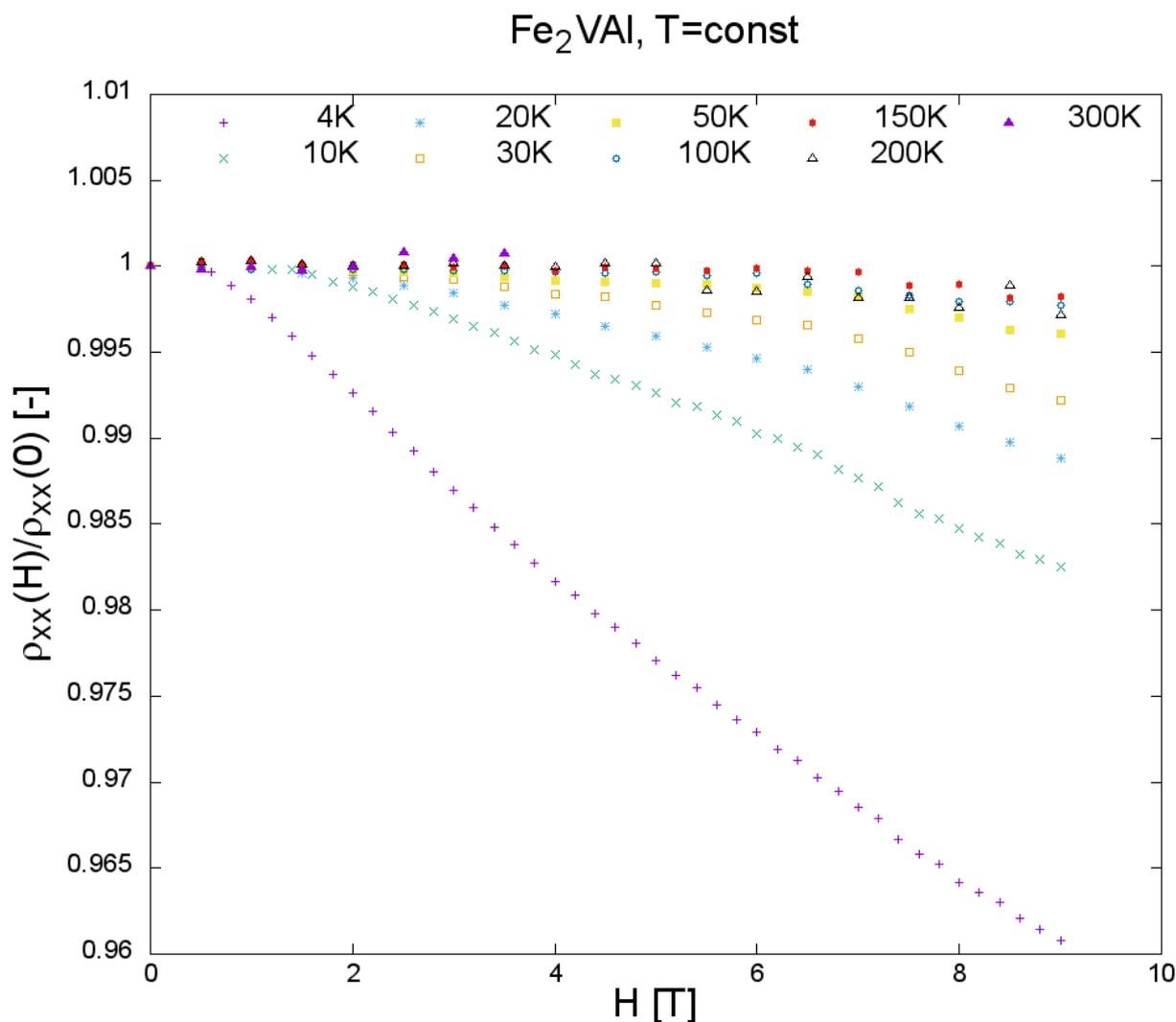


Abbildung 6.10: Feldabhängigkeit der isothermen Magnetowiderstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der plattenförmigen Fe₂VAI-Hall-Probe.

Bei der Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes für verschiedene konstante Temperaturen sind im Bereich von 20 bis 300 K Unterschiede von maximal einem Prozent feststellbar. Für 4K- und 10K-Messreihen hingegen sind größere Veränderungen, bis etwa 4 Prozent zu sehen. Im Vergleich mit den W-substituierten Proben zeigt $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ ein eher lineares Verhalten und selbst bei sehr hohen Temperaturen gibt es keinen ausgeprägten positiven Magnetowiderstand.

Spezifischer Widerstand ρ_{xx} bei $H=\text{const}$, $d = 690\mu\text{m}$

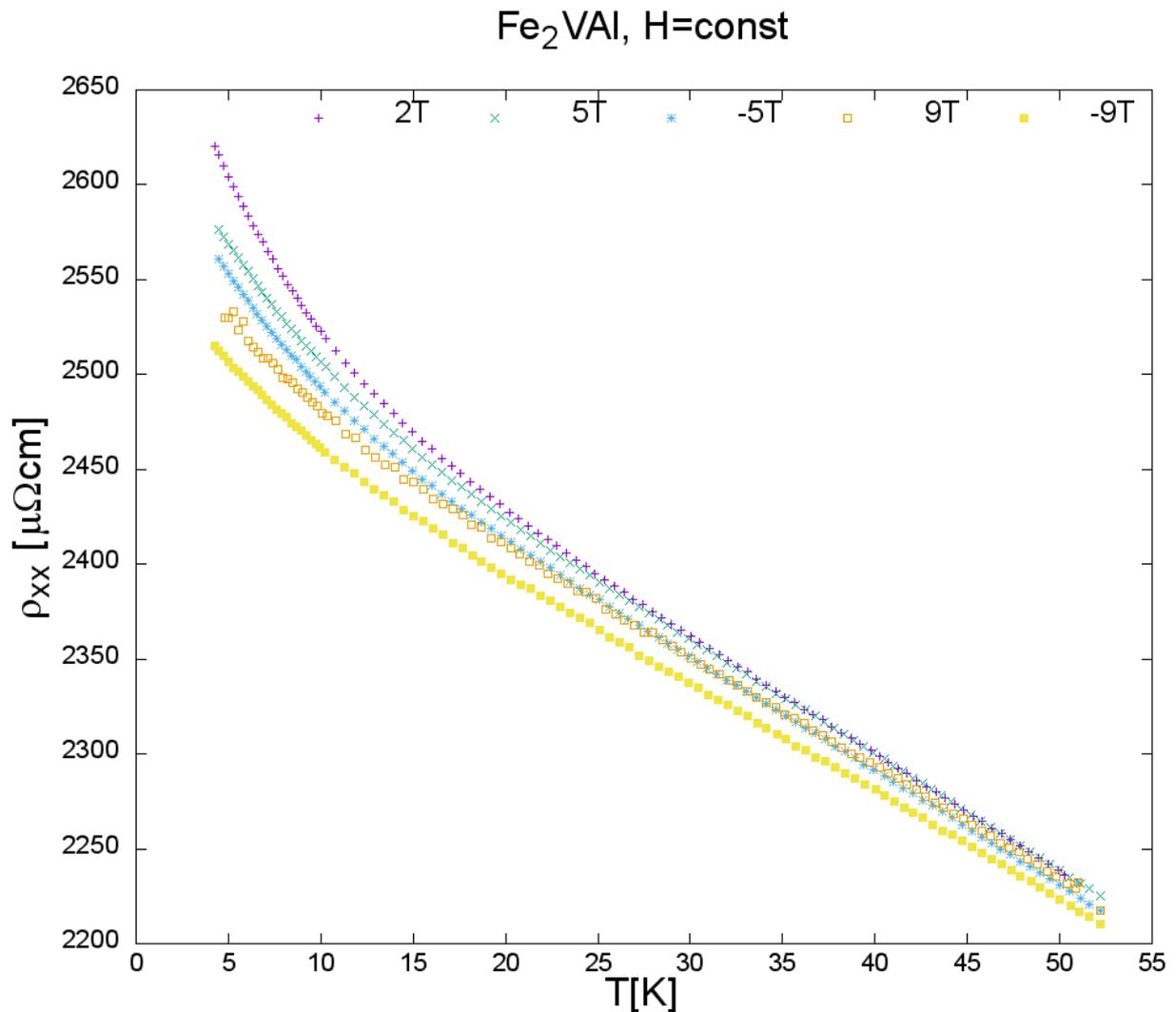


Abbildung 6.11: Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei unterschiedlichen konstanten Magnetfeldern der plattenförmigen Fe₂VAl-Probe.

Bei der Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands bei verschiedenen konstanten Magnetfeldern sind von 2 bis 9 T zunächst starke Abfälle zwischen 4 und 10 K zu sehen, wobei sich ab ungefähr 15 K ein fast linearer Abfall im beobachteten Temperaturintervall für alle Messreihen einstellt und sich die Widerstandswerte für unterschiedliche Magnetfeldstärken einander immer weiter annähern, je höher die Temperatur wird. Je höher der Betrag des konstanten Magnetfeldes ist, desto geringer wird sein entsprechender spezifischer Widerstand.

Hall-Widerstand R_{xy} bei $T=\text{const}$, $d = 690\mu\text{m}$

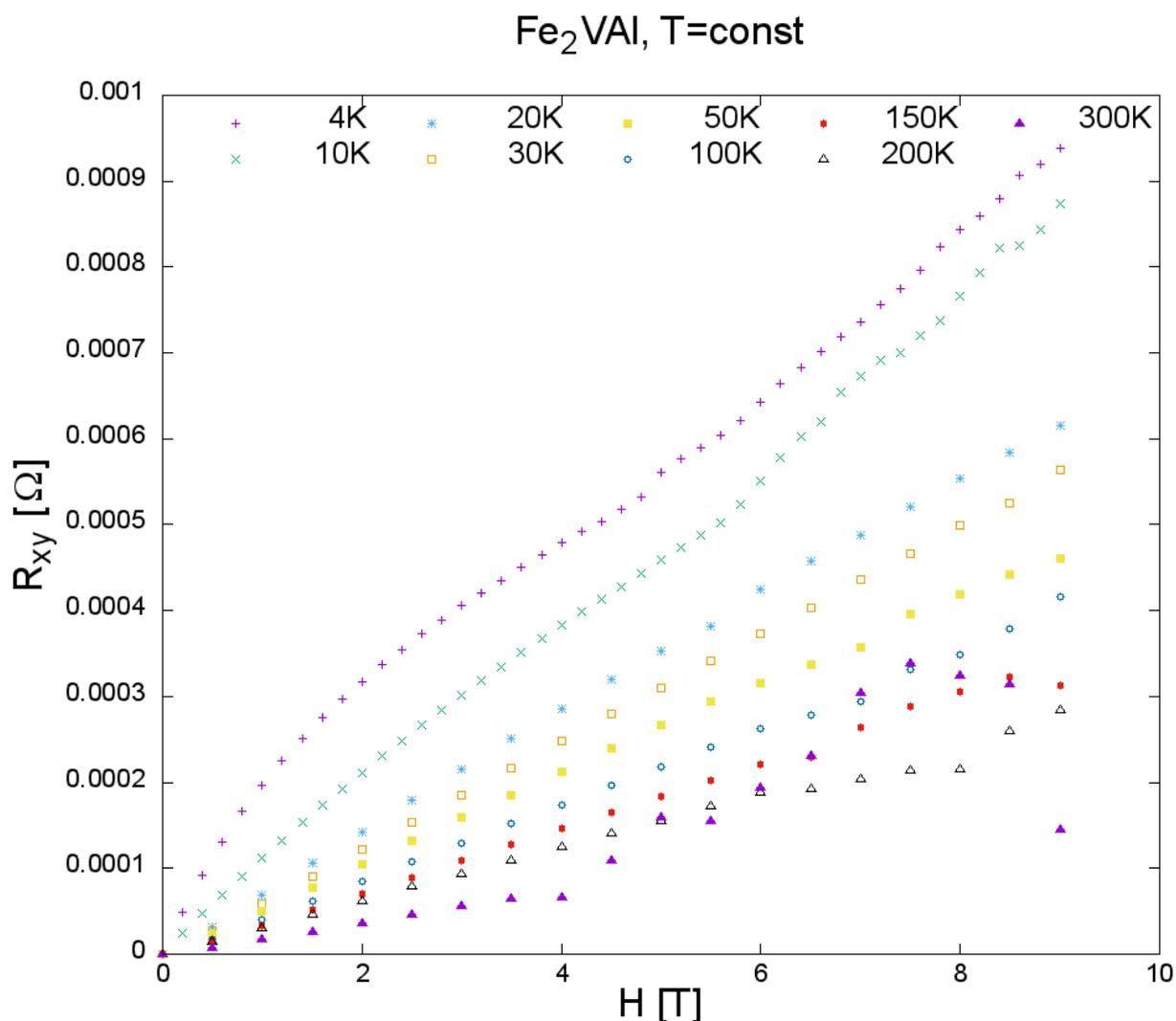


Abbildung 6.12: Feldabhängigkeit des Hall-Widerstandes R_{xy} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der plattenförmigen Fe₂VAl-Probe.

Beim Hall-Widerstand bei verschiedenen konstanten Temperaturen sind bei allen Messreihen kontinuierliche Anstiege zu sehen, wobei bei 4 und 10 K ein leichtes wellenartiges Verhalten zu erkennen ist und bei Messungen von 20 bis 300 K fast lineare Verläufe (zumindest im Feldbereich von 0 bis 4 T). Die 200K- und 300K-Messreihen weichen ab zirka 6 T beziehungsweise 4.5 T vom linearen Anstieg ab, was eventuell auf Messprobleme hinweisen könnte. Es ist auch das tendenzielle Verhalten erkennbar, dass der Hall-Widerstand bei gleichem Magnetfeld geringer ausfällt, je höher die Temperatur eingestellt wurde. Der im ⁴He-Kryostaten bestimmte Wert bei 300 K (rund $1.6 \cdot 10^{-5}\Omega$) stimmt sehr gut mit dem Wert der Messstation HERMES überein ($1.24 \cdot 10^{-5}\Omega$).

Spezifischer Hall-Widerstand ρ_{xy} bei $T=\text{const}$, $d = 690\mu\text{m}$

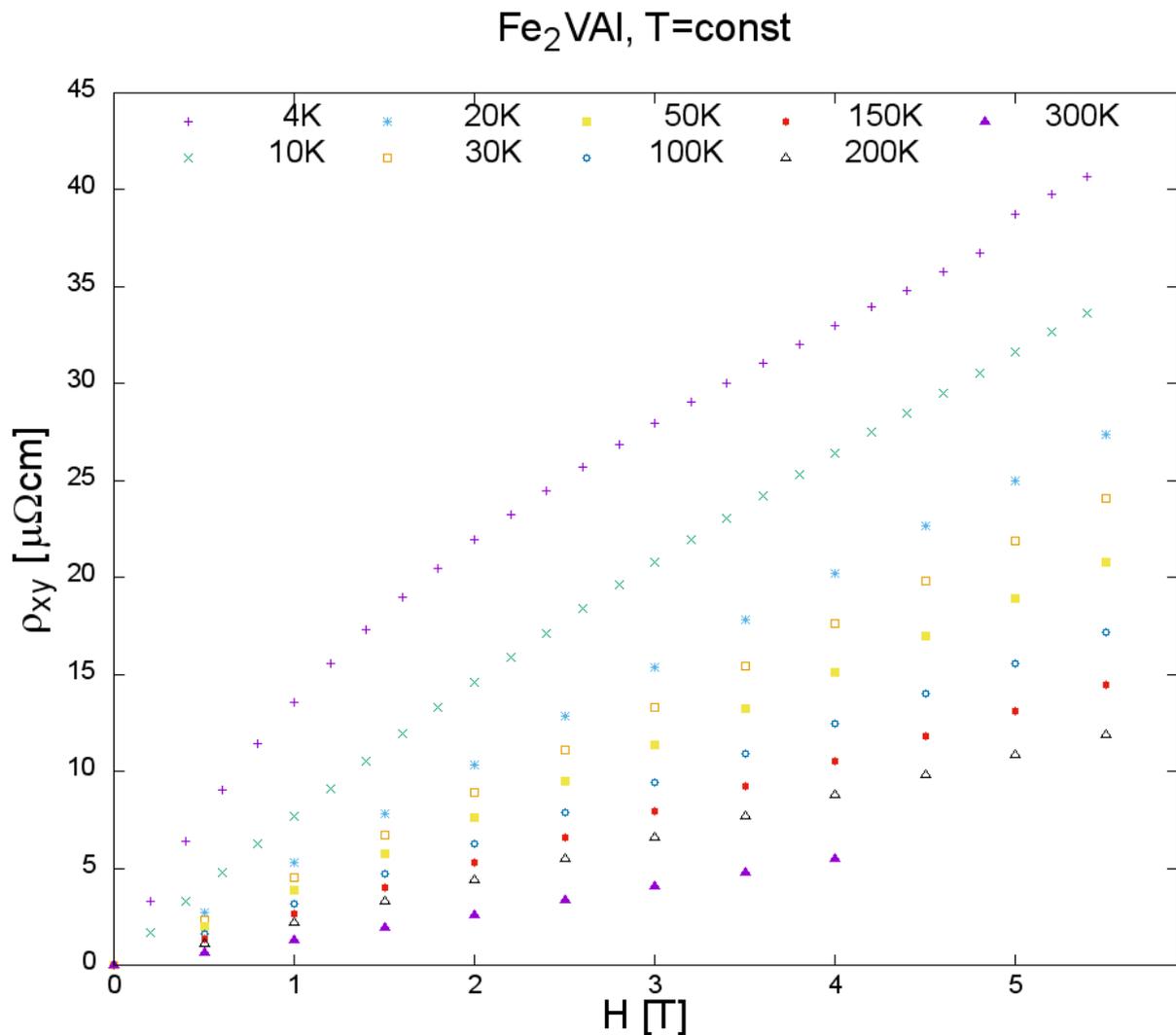


Abbildung 6.13: Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstandes $\rho_{xy} = R_{xy} \cdot d$ bei konstanten Temperaturen der plattenförmigen Fe₂VAI-Probe.

Beim spezifischen Hall-Widerstand bei verschiedenen konstanten Temperaturen lässt sich anhand des Anstieges bei geringen Magnetfeldern erkennen, ob für das untersuchte Material eine elektronische Ein-Band- oder Zwei-Band-Struktur zu erwarten ist. Für Messreihen von 20 bis 300 K sind lineare Anstiege für Feldwerte unter 5 T ausgeprägt, weshalb darauf zu schließen ist, dass Fe₂VAI eine dominierende elektronische Ein-Band-Struktur besitzt. Für 4 und 10 K Messungen ist hingegen ein größerer Anstieg bei geringem Magnetfeld erkennbar, wobei sich ab etwa 2 T ein tendenziell lineares Verhalten einstellt.

Hall-Koeffizient R_H bei $T=\text{const}$, $d = 690\mu\text{m}$

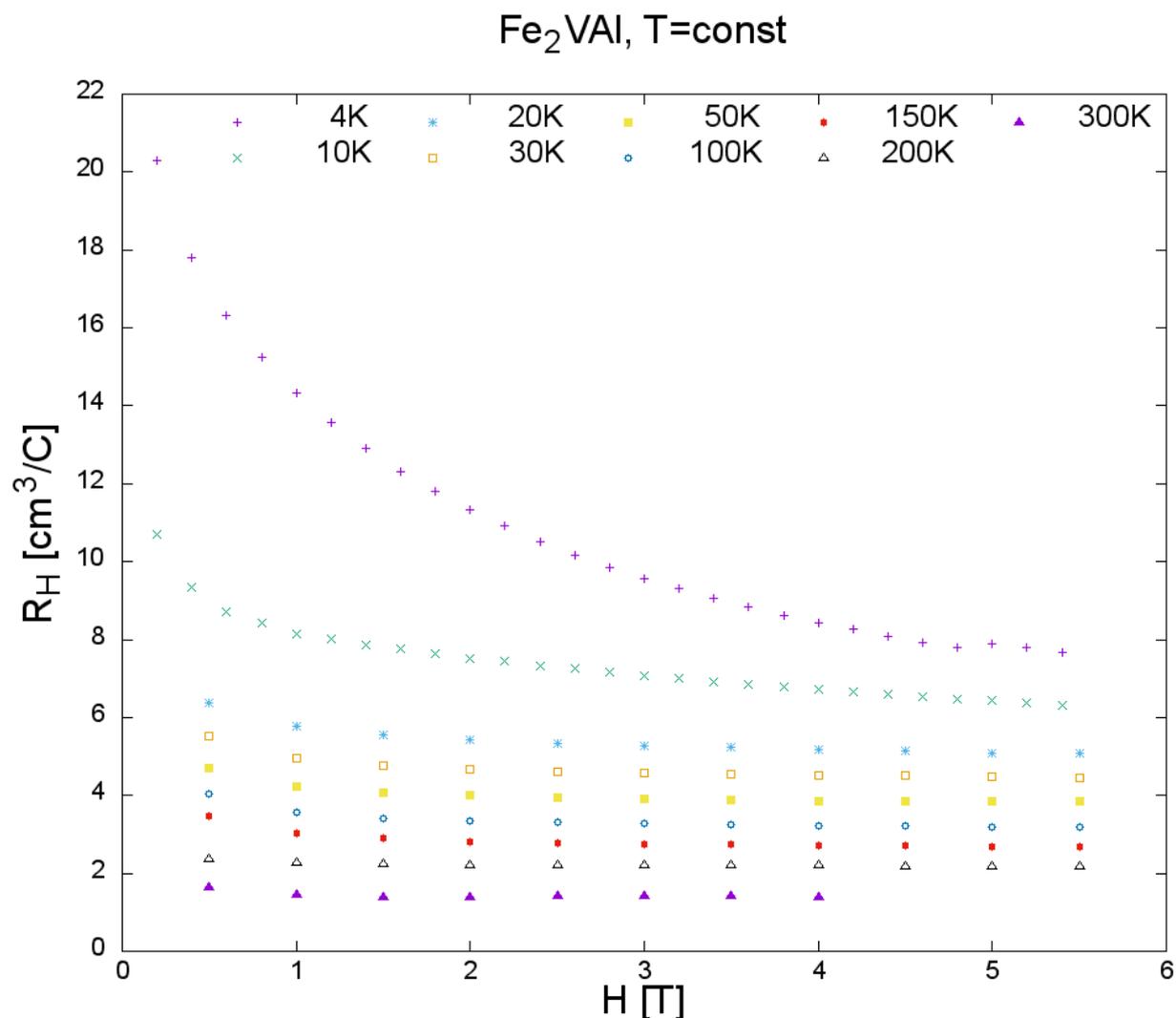


Abbildung 6.14: Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei verschiedenen konstanten Temperaturen der plattenförmigen Fe₂VAl-Hall-Probe.

Beim feldabhängigen Hall-Koeffizienten von Fe₂VAl bei verschiedenen konstanten Temperaturen ist eine Abnahme von $R_H(H)$ für kleine Felder zu beobachten. Sie ist für tiefe Temperaturen stärker ausgeprägt als für höhere. Ab etwa 1 Tesla sind fast konstante Werte zu erkennen. Der im ⁴He-Kryostaten bestimmte Wert bei 300 K (rund $1.4 \frac{\text{cm}^3}{\text{C}}$) stimmt nicht gut mit dem Wert der Messstation HERMES überein ($0.04 \frac{\text{cm}^3}{\text{C}}$), weshalb davon auszugehen ist, dass der Hall-Koeffizient nicht genau mittels Ein-Band-Modell errechnet werden kann. Dies zeigt auch das Verhalten, dass $R_H(H)$ für die verschiedenen Temperaturen nicht konstant ist und somit eine einfache Analyse von Abbildung 6.12 zu Ungenauigkeiten führt.

Ladungsträgerdichte n , $d = 690\mu\text{m}$

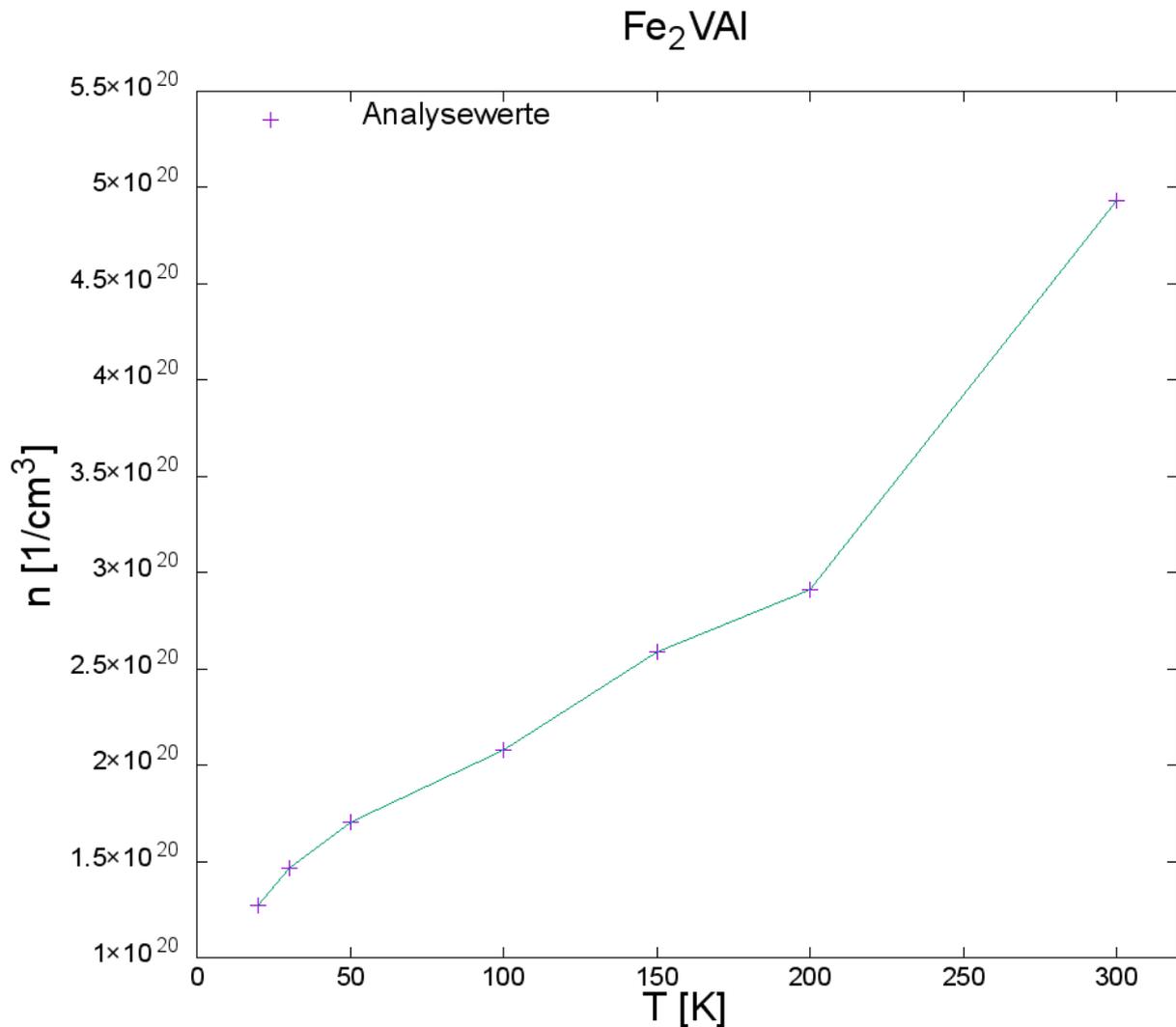


Abbildung 6.15: Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerdichte n der plattenförmigen Fe₂VAI-Probe.

Für Abbildung 6.15 werden die jeweiligen Anstiege k der gemittelten linearen Funktionen der spezifischen Hall-Widerstände ρ_{xy} herangezogen. Mit $n = 6.2422 \cdot 10^{14} \cdot \frac{1}{k \cdot d}$ erhält man die entsprechende Ladungsträgerdichte, abhängig von der Temperatur. Anhand dieser Auswertung lässt sich mit steigender Temperatur ein Anstieg von $n(T)$ feststellen. Der im ⁴He-Kryostaten bestimmte Wert bei 300 K ($4.93 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{cm}^3}$) stimmt gut mit jenem Wert der Messstation HERMES überein ($4.73 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{cm}^3}$).

Beweglichkeit μ , $d = 690\mu\text{m}$

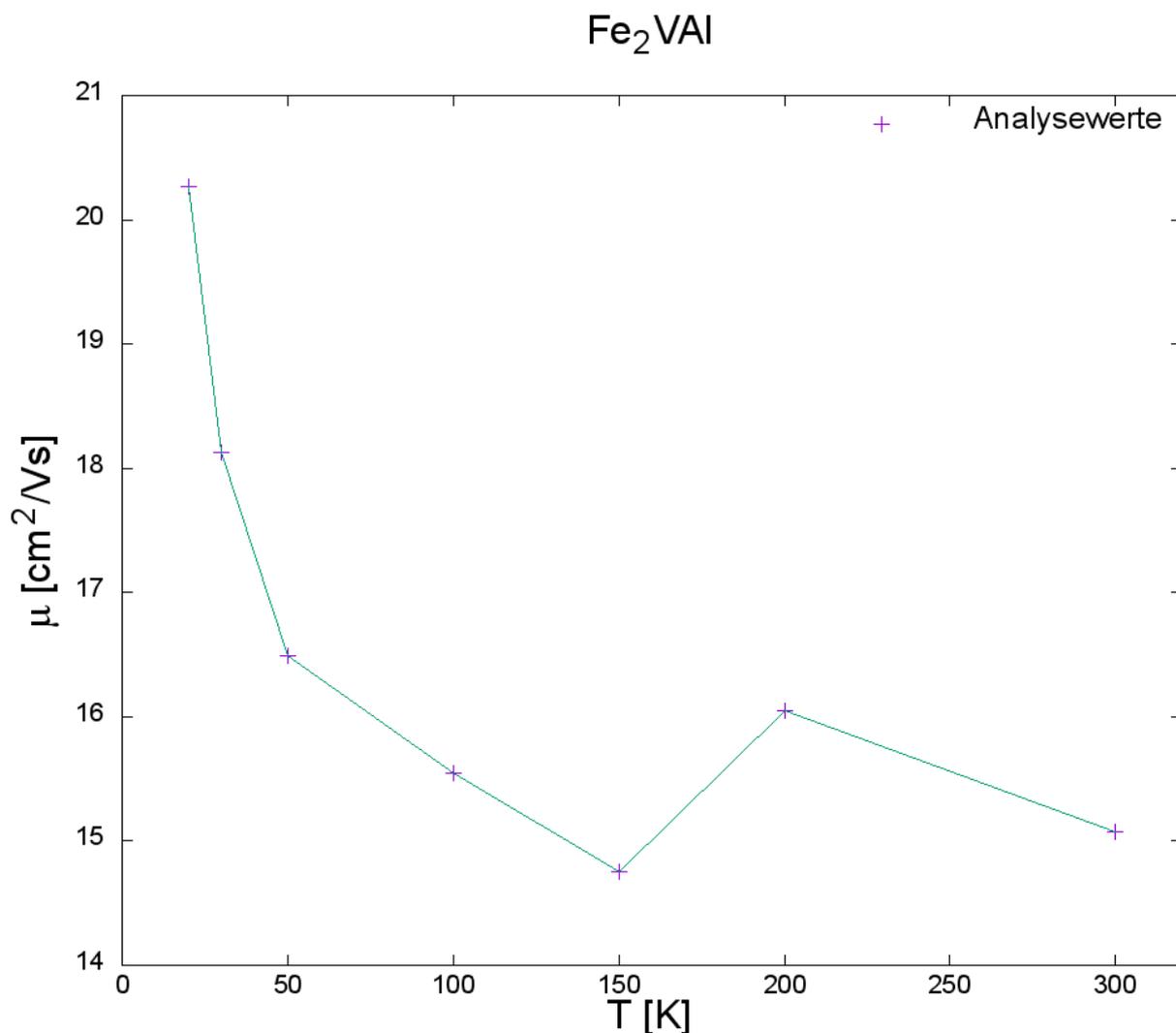


Abbildung 6.16: Feldabhängigkeit der Beweglichkeit μ einer plattenförmigen Fe₂VAl-Probe.

Für Abbildung 6.16 werden die jeweiligen Ladungsträgerdichten n und die dazugehörigen spezifischen Widerstände ρ_{xx} bei 0 T verwendet. Mit $\mu = \frac{10^6}{1.602 \cdot 10^{-19}} \cdot \frac{1}{n \cdot \rho_{xx}}$ wird die dazugehörige Beweglichkeit in Abhängigkeit von der Temperatur ermittelt. Anhand dieser Auswertung lässt sich mit höherer Temperatur ein tendenzieller Abfall (bis auf die Analysewerte bei 200 K und 300 K) von $\mu(T)$ feststellen. Der aus Messungen ⁴He-Kryostaten ermittelte Wert bei 300 K ($15.08 \frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$) stimmt ausgezeichnet mit jenem Wert überein, der in der Messstation HERMES bestimmt wurde ($16.6 \frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$).

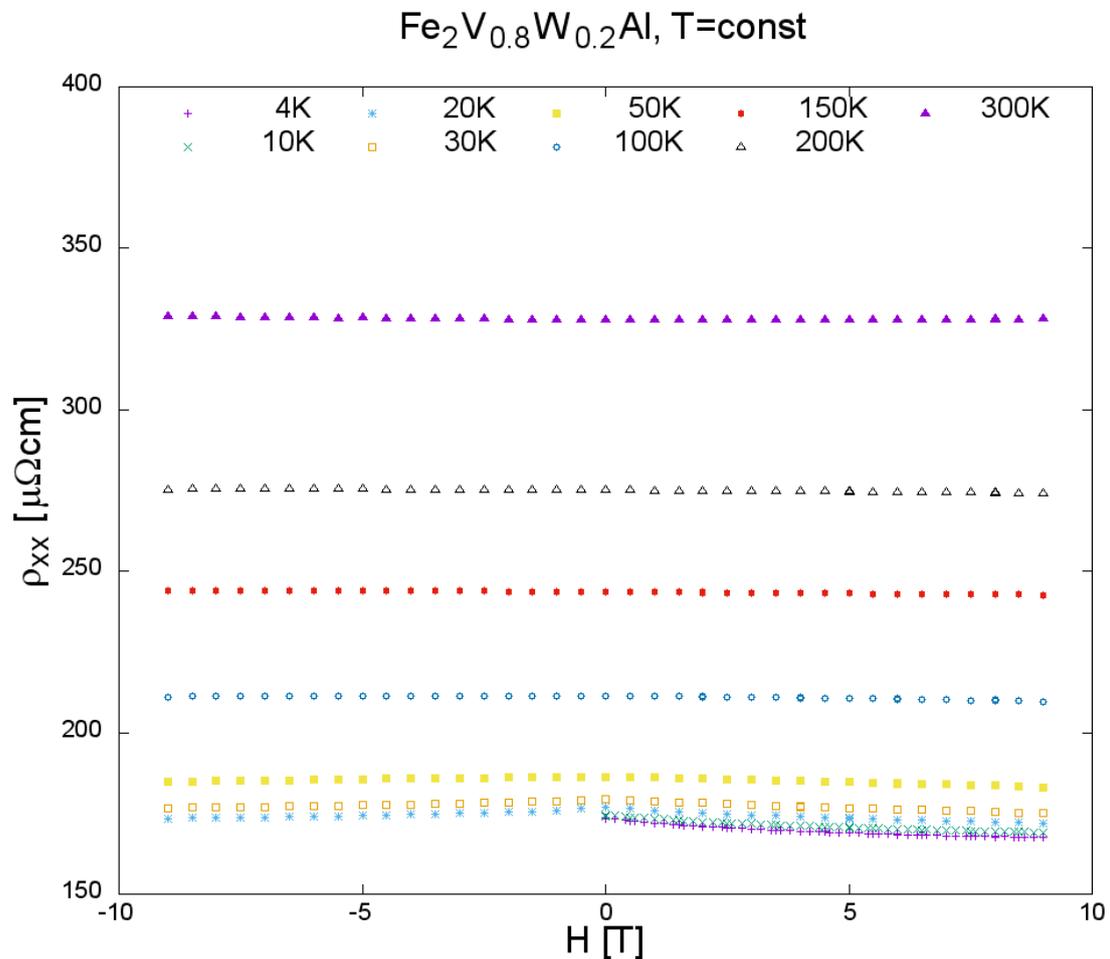
Plattenförmige $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -ProbeSpezifischer Widerstand ρ_{xx} bei $T=\text{const}$, $d = 310\mu\text{m}$ 

Abbildung 6.17: Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen einer plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.

Die absoluten Werte des feldabhängigen elektrischen Widerstandes nehmen mit steigender Temperatur zu. Diese Zunahme ist bei höheren Temperaturen stärker ausgeprägt. Eine etwas deutlichere Magnetfeld-Abhängigkeit ist für die 4K-, 10K-, 20K- und 30K-Messreihen zu erkennen. Je höher die Temperatur bei gleichbleibendem Magnetfeld eingestellt wird, desto höher ist auch der gemessene spezifische Widerstand. Der im ^4He -Kryostaten bestimmte Wert bei 300 K (rund $327.8\mu\Omega\text{cm}$) stimmt sehr gut mit dem Wert der Messstation HERMES überein ($327.3\mu\Omega\text{cm}$). Die quaderförmige $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe hatte hingegen bei 300 K einen Wert von ungefähr $190\mu\Omega\text{cm}$.

Relative spezifische Widerstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ bei $T=\text{const}$, $d = 310\mu\text{m}$

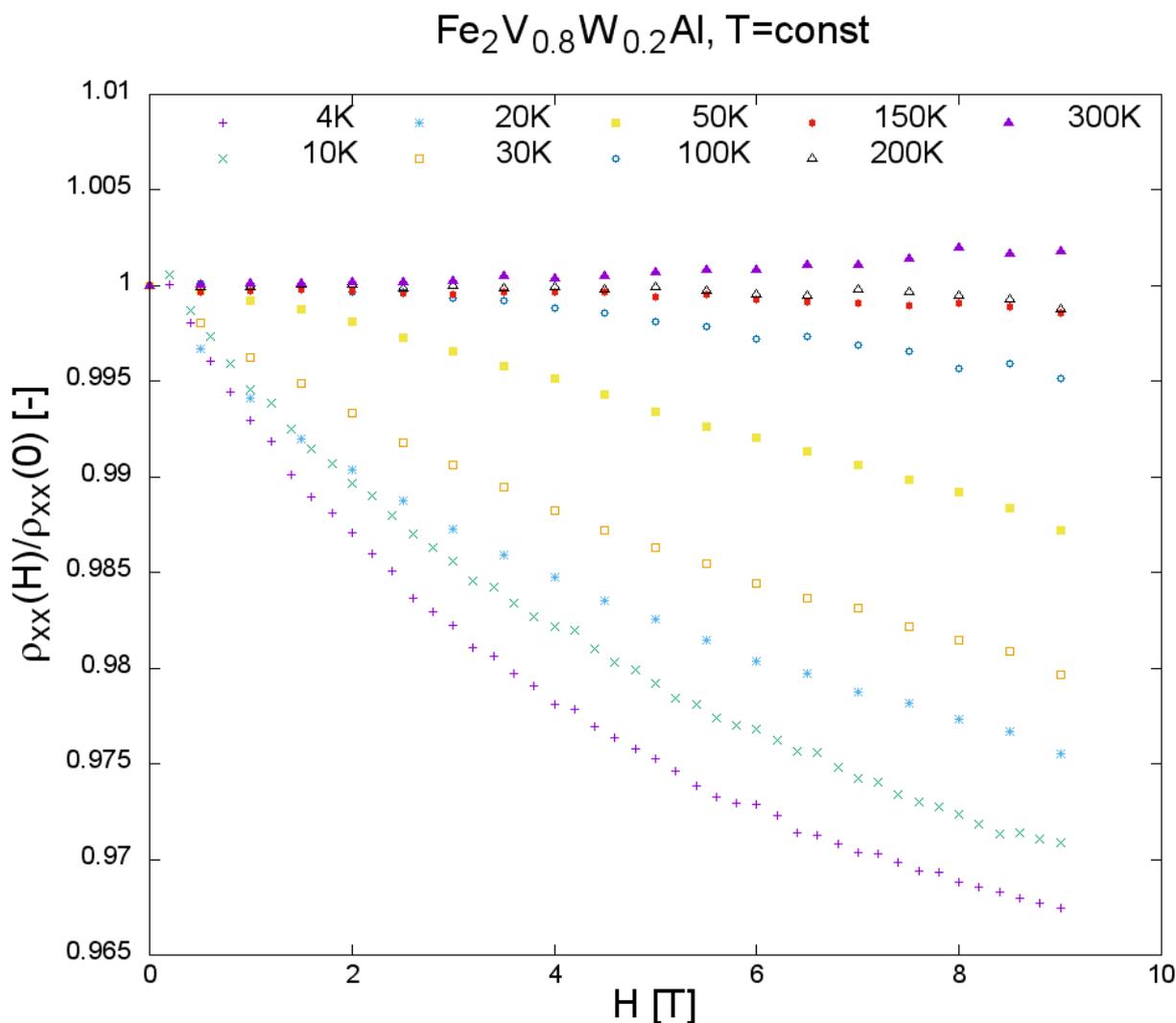


Abbildung 6.18: Feldabhängigkeit der isothermen Magnetowiderstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.

Für die Feldabhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstandes sind bei verschiedenen konstanten Temperaturen im Bereich von 100 bis 300 K kaum Unterschiede feststellbar. Hingegen sind bei den 4 bis 50 K Messungen Veränderungen bis zu 3 Prozent zu sehen. Zusätzlich kann ein Übergang von negativen zu positiven Magnetowiderstand zwischen 200 und 300 K beobachtet werden. Bemerkenswert sind die hier sehr ähnlichen Verläufe zur quaderförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.9}\text{W}_{0.1}\text{Al}$ -Probe (siehe Abbildung 6.6).

Spezifischer Widerstand ρ_{xx} bei $H=\text{const}$, $d = 310\mu\text{m}$

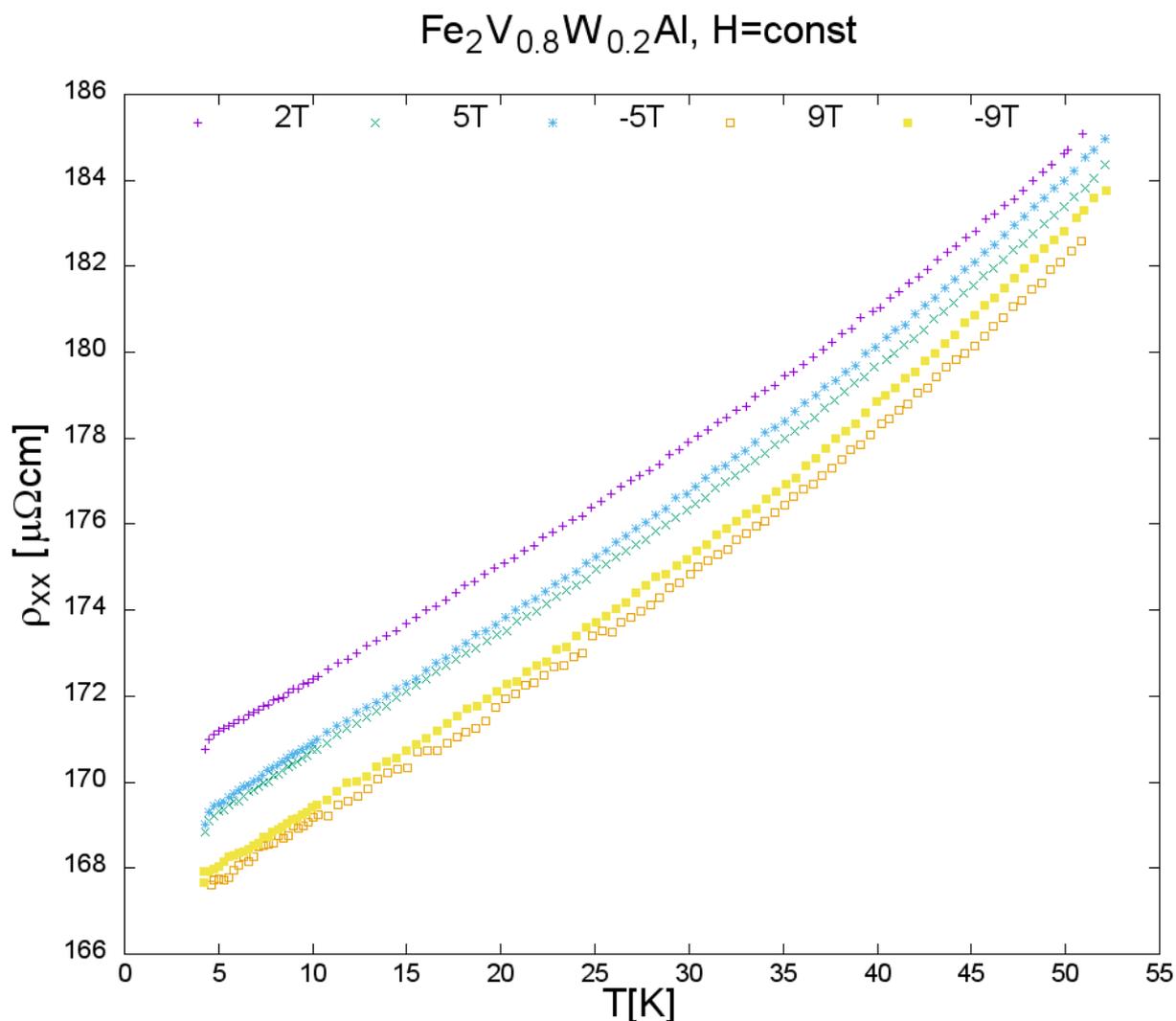


Abbildung 6.19: Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei unterschiedlichen konstanten Magnetfeldern der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.

Die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands bei verschiedenen konstanten Magnetfeldern zeigt in der Nähe von 4 K deutliche Unterschiede bei verschiedenen Magnetfeldstärken, jedoch haben die Messreihen hohe Übereinstimmungen, wenn die Beträge der positiven und negativen Magnetfelder gleich sind (+5 T bzw. -9 T). Je höher die Temperatur, desto mehr nähern sich die Messreihen bei unterschiedlichen Magnetfeldern an. Insgesamt ist zu erkennen, dass der spezifische Widerstand mit dem Betrag der Magnetfeldstärke ab-, sowie mit der Temperatur zunimmt.

Hall-Widerstand R_{xy} bei $T=\text{const}$, $d = 310\mu\text{m}$

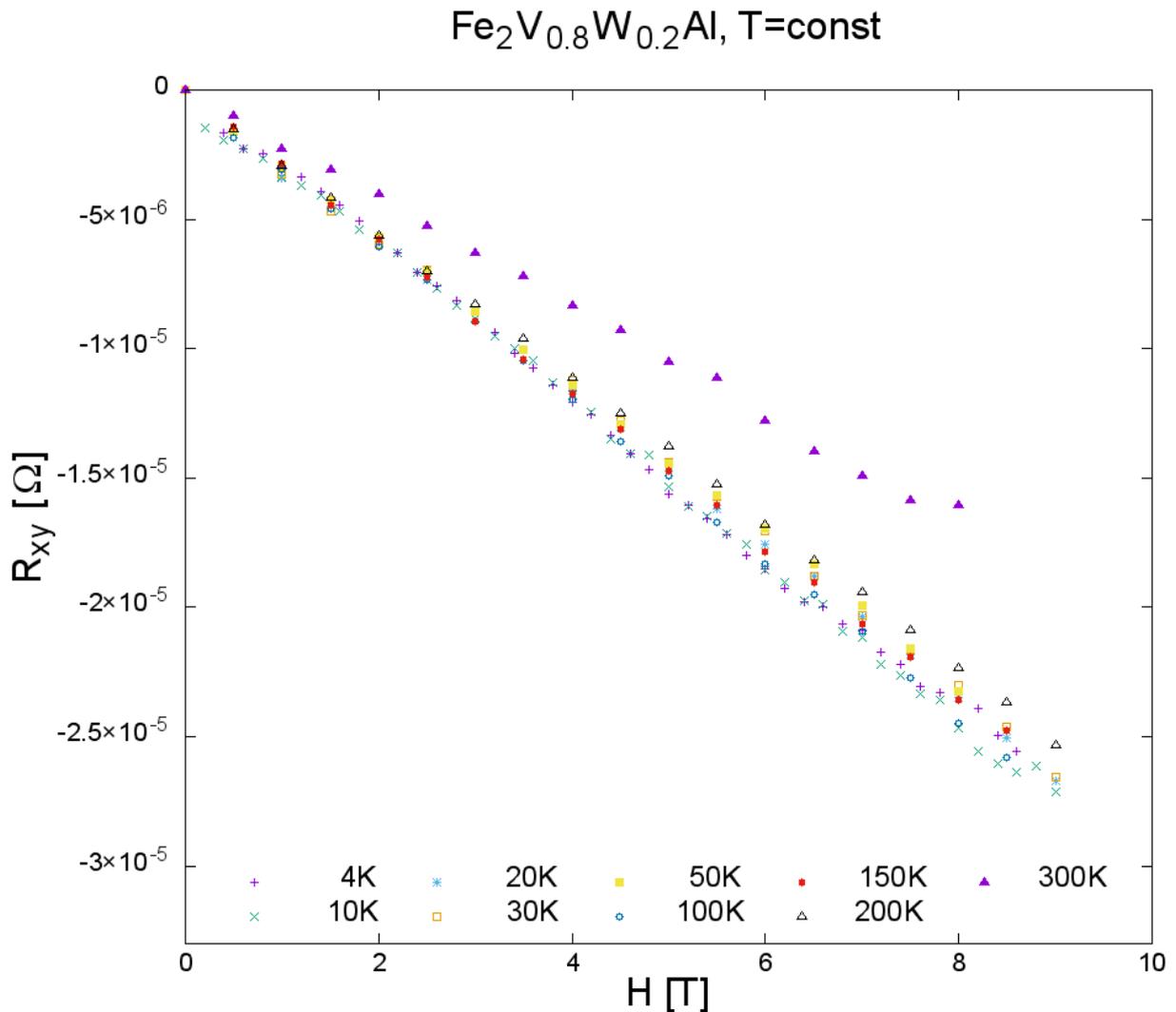


Abbildung 6.20: Feldabhängigkeit des Hall-Widerstandes R_{xy} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.

Beim feldabhängigen Hall-Widerstand von $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ bei verschiedenen konstanten Temperaturen sind für alle Messreihen fast lineare Abhängigkeiten zu sehen. Die 4 bis 200 K Messreihen liegen sehr nah beieinander. Lediglich die 300K-Messkurve weicht deutlicher ab. Wie erwartet, treten bei 0 T nur vernachlässigbare Hall-Widerstände auf. Hierbei ist das tendenzielle Verhalten erkennbar, dass der Betrag des Hall-Widerstandes bei gleichem Magnetfeld geringer ausfällt, je höher die Temperatur gewählt wurde. Aufgrund des negativen Vorzeichens des Hall-Widerstands ist davon auszugehen, dass Elektronen die essentiellen Ladungsträger darstellen. Der im ^4He -Kryostaten bestimmte Wert bei 300 K ($-1.61 \cdot 10^{-6} \Omega$) stimmt sehr gut mit dem Wert der Messstation HERMES überein ($-1.81 \cdot 10^{-6} \Omega$).

Spezifischer Hall-Widerstand ρ_{xy} bei $T=\text{const}$, $d = 310\mu\text{m}$

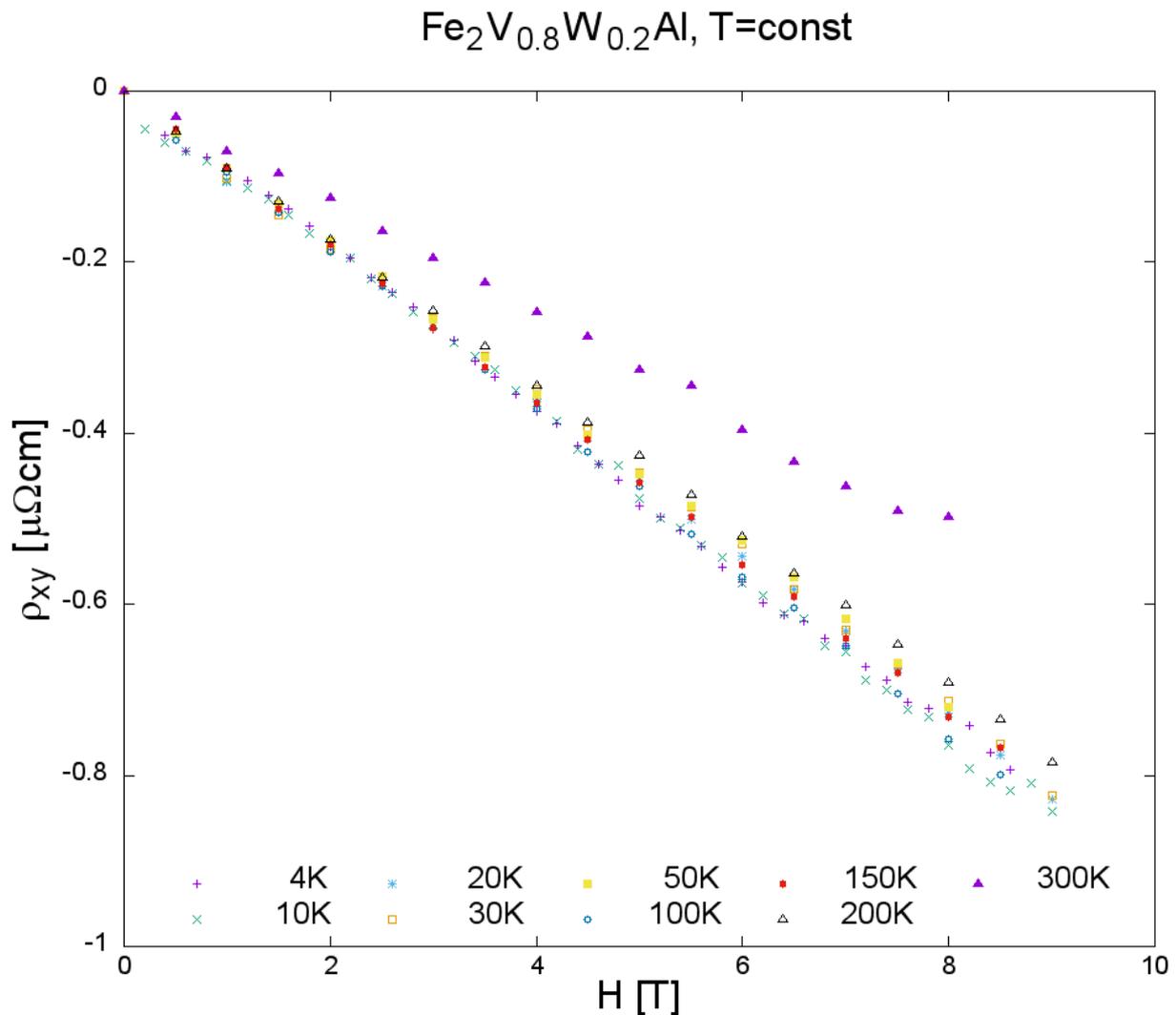


Abbildung 6.21: Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstandes $\rho_{xy} = R_{xy} \cdot d$ bei konstanten Temperaturen der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.

Beim feldabhängigen Hall-Widerstand bei verschiedenen konstanten Temperaturen sind bei allen Messreihen von 4 bis 300 K, mit einer etwaigen Abweichung bei 10 K, tendenziell lineare Abfälle zu sehen, weshalb darauf zu schließen wäre, dass eine elektronische Ein-Band-Analyse in erster Näherung ausreichend zum Verständnis der experimentellen Beobachtungen ist. Der lineare Verlauf der 300 K Messreihe besitzt eine sichtbar geringere Steigung als jene von 4 bis 200 K.

Hall-Koeffizient R_H bei $T=\text{const}$, $d = 310\mu\text{m}$

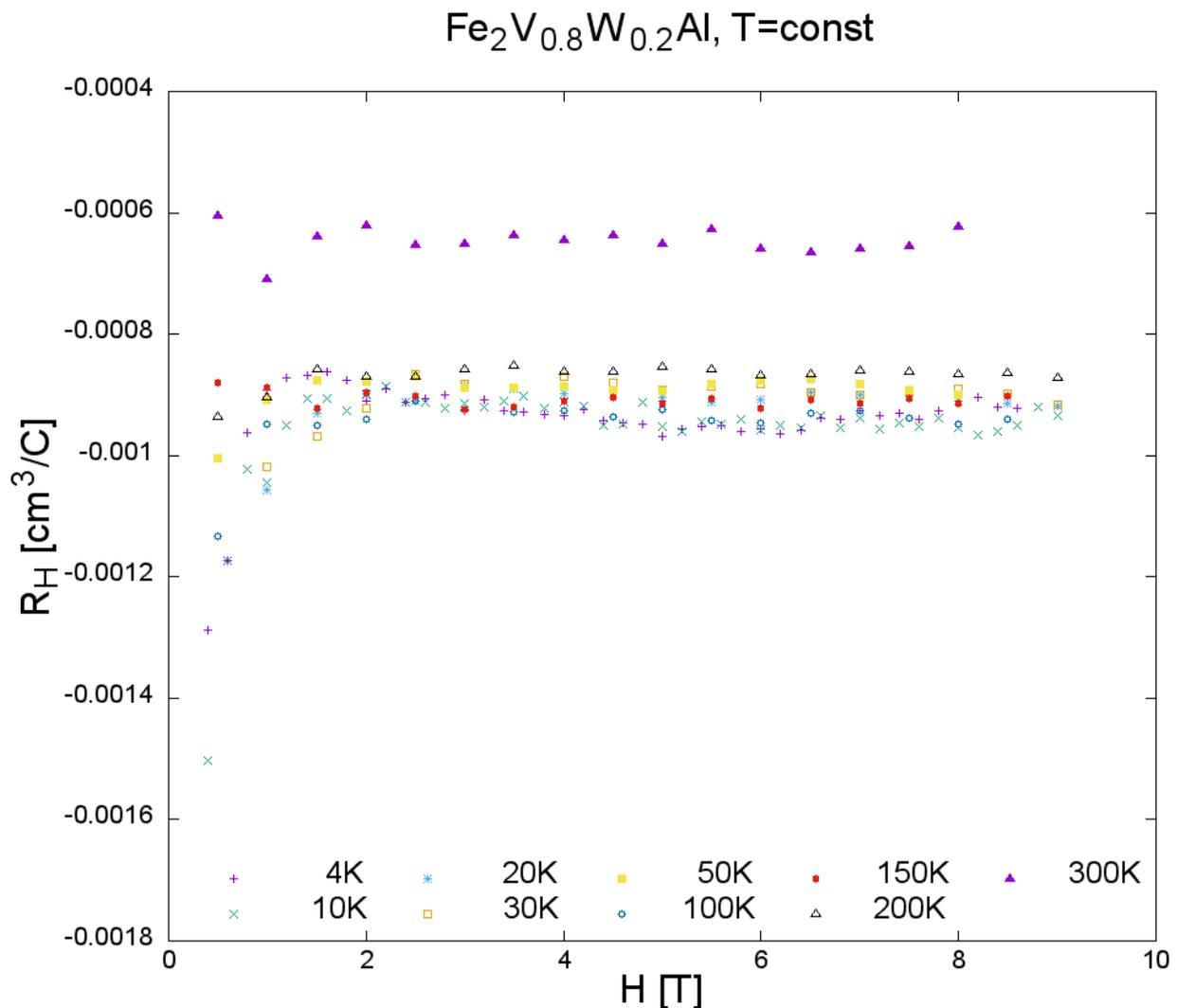


Abbildung 6.22: Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei verschiedenen konstanten Temperaturen der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.

Beim Hall-Koeffizienten bei verschiedenen konstanten Temperaturen sind mit einer gewissen Toleranz nur geringe Abweichungen der 4 bis 200 K Messreihen zueinander sichtbar. Nur die 300 K Messung unterscheidet sich von den anderen, welches auch schon beim Hall-Widerstand zu erkennen war. Bis etwa 2 T sind große feldabhängige Änderungen erkennbar. Danach stellt sich für jede Messreihe ein konstantes Verhalten ein. Beim Hall-Widerstand ist der Trend zu erkennen, dass bei hohen Temperaturen betragsmäßig geringere Hall-Koeffizienten ermittelt werden. Der im ^4He -Kryostaten bestimmte Wert bei 300 K (rund $-0.00065 \frac{\text{cm}^3}{\text{C}}$) stimmt sehr gut mit dem Wert der Messstation HERMES überein ($-0.00088 \frac{\text{cm}^3}{\text{C}}$).

Ladungsträgerdichte n , $d = 310\mu\text{m}$

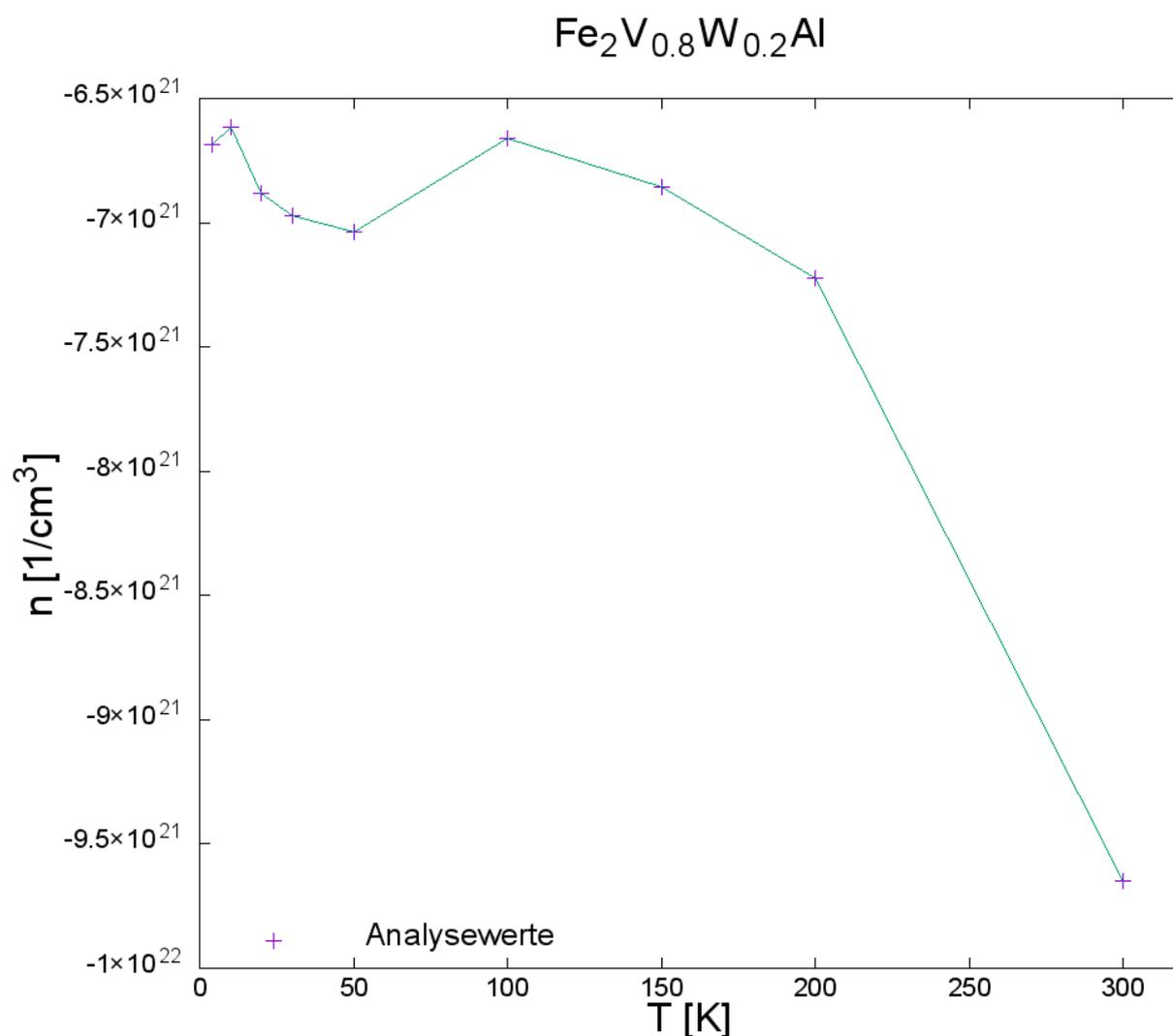


Abbildung 6.23: Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerdichte n der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.

Für Abbildung 6.23 werden die jeweiligen Anstiege k der gemittelten linearen Funktionen der spezifischen Hall-Widerstände ρ_{xy} herangezogen. Mit $n = 6.2422 \cdot 10^{14} \cdot \frac{1}{k \cdot d}$ erhält man die entsprechende Ladungsträgerdichte. Diese Auswertung führt bei höherer Temperatur zu einem betragsmäßigen Anstieg von $n(T)$. Der im ^4He -Kryostaten bestimmte Wert bei 300 K (rund $-9.6 \cdot 10^{21} \frac{1}{\text{cm}^3}$) stimmt sehr gut mit dem Wert der Messstation HERMES überein ($-9.71 \cdot 10^{21} \frac{1}{\text{cm}^3}$).

Beweglichkeit μ , $d = 310\mu\text{m}$

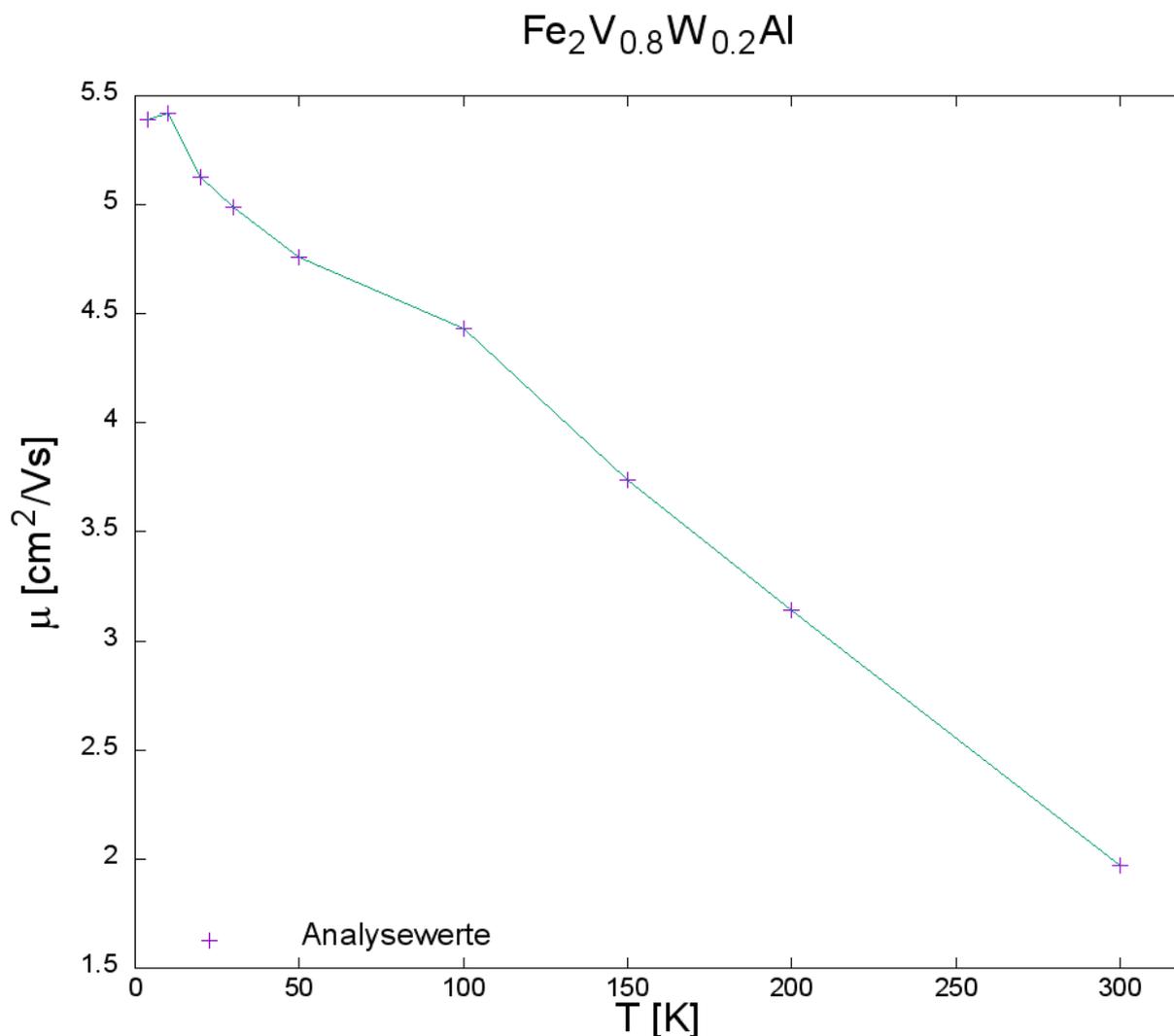


Abbildung 6.24: Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit μ der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.

Für Abbildung 6.24 werden die jeweiligen Ladungsträgerdichten n und die dazugehörigen spezifischen Widerstände ρ_{xx} bei 0 T verwendet. Mit $\mu = \frac{10^6}{1.602 \cdot 10^{-19}} \cdot \frac{1}{n \cdot \rho_{xx}}$ wird die dazugehörige Beweglichkeit für eine bestimmte Temperatur ermittelt. Anhand dieser Auswertung zeigt sich eine fast lineare Abnahme von $\mu(T)$ mit steigender Temperatur (bis auf den Analysewert bei 10 K). Der im ^4He -Kryostaten bestimmte Wert bei 300 K (rund $1.97 \frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$) stimmt gut mit dem Wert der Messstation HERMES überein ($2.6 \frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$).

6.4 Messungen an dünn-schichtigen Proben

Aufgabenstellung

Bei diesen Messreihen kommen äußerst dünne Proben mit einer Dicke von 0.5 bis 1.0 μm zum Einsatz, die auf einem Si-Träger aufgesputtert sind:

- 02cW03 mit $d = 0.5\mu\text{m}$ (siehe Abschnitt 6.4)
- W38 - $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ mit $d = 1.0\mu\text{m}$ (siehe Abschnitt 6.4)
- W39 - $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ mit $d = 0.5\mu\text{m}$ (siehe Abschnitt 6.4)

Die folgenden Messgrößen sollten ermittelt werden:

- Spezifischer Widerstand ρ_{xx} von -9 bis 9 T bei konstanten Temperaturen T von 4 bis 300 K
- Relative spezifische Widerstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ von -9 bis 9 T gemittelt bei konstanten Temperaturen T von 4 bis 300 K
- Spezifischer Widerstand ρ_{xx} von 4 bis 50 K bei konstanten Magnetfeldern H von -9 bis 9 T
- Hall-Widerstand R_{xy} von 4 bis 50 K bei konstanten Magnetfeldern H von 0 bis 9 T
- Hall-Widerstand R_{xy} von 0 bis 9 T bei konstanten Temperaturen T von 4 bis 300 K
- Spezifischer Hall-Widerstand ρ_{xy} bei konstanten Temperaturen T von 4 bis 300 K
- Hall-Koeffizient R_H bei konstanten Temperaturen T von 4 bis 300 K

Die Messergebnisse (nur von Probe 02cW03) von ρ_{xx} , R_{xy} , R_H und n werden bei 300 K und 0.5-1.0 T mit jenen Resultaten an der Messstation HERMES verglichen.

Im Laufe der Messreihen zu W39 brach die Probe auseinander und somit konnten leider nicht alle Messungen durchgeführt beziehungsweise die gesuchten Messgrößen nicht ermittelt werden.

Die Auswertung und Interpretation von einzelnen Messreihen erfolgt im nächsten Kapitel (siehe Kapitel 7).

Dünnschichtprobe 02cW03

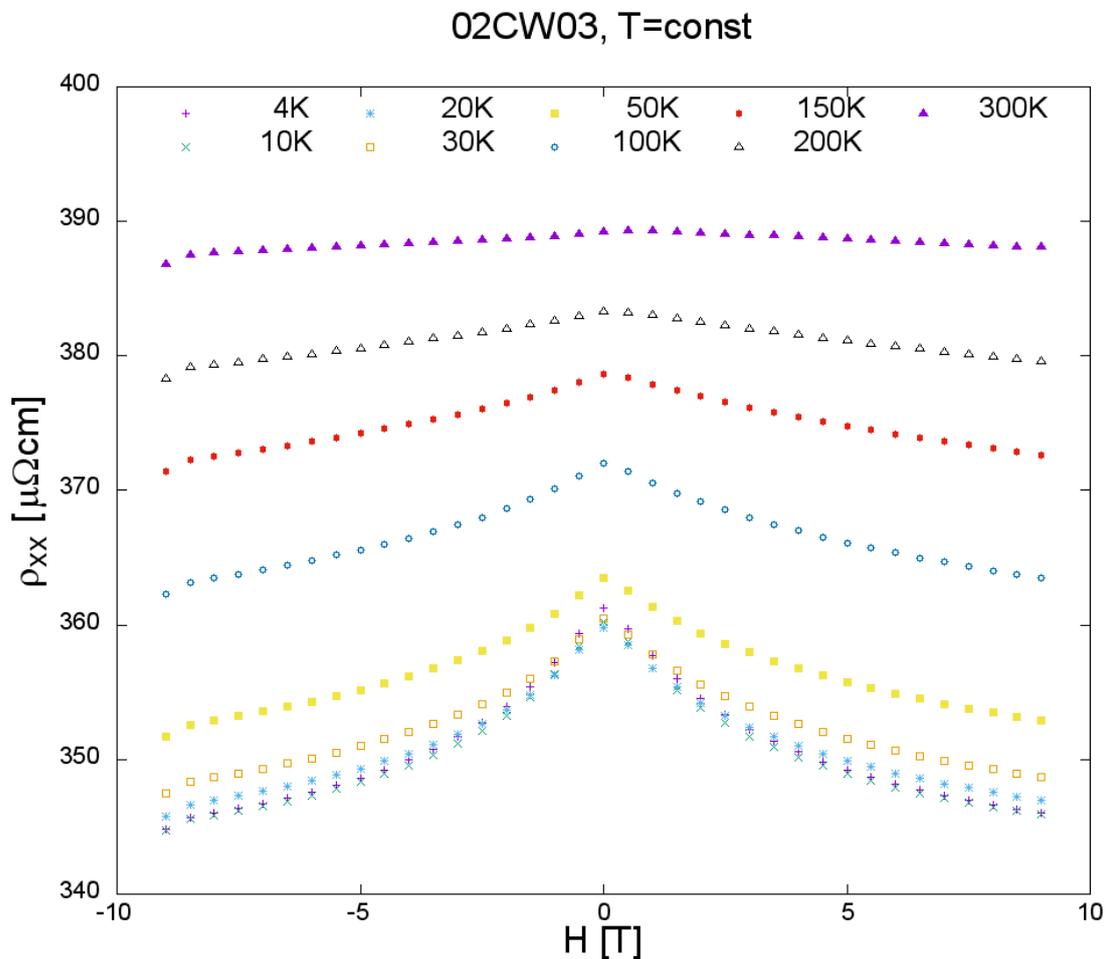
Spezifischer Widerstand ρ_{xx} bei $T=\text{const}$, $d = 0.5\mu\text{m}$ 

Abbildung 6.25: Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe 02cW03.

Die Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes bei verschiedenen konstanten Temperaturen ist durch eine Abnahme der Widerstandswerte mit steigenden Magnetfeldern charakterisiert, die für tiefere Temperaturen ausgeprägter ist. Die Absolutwerte ρ_{xx} nehmen jedoch mit steigender Temperatur zu. Ein klassisches Verhalten würde eine Zunahme von ρ_{xx} mit steigenden Magnetfeldern erwarten lassen. Der im ^4He -Kryostaten bestimmte Wert bei 300 K (rund $389.3\mu\Omega\text{cm}$) stimmt gut mit dem Wert der Messstation HERMES überein ($387.7\mu\Omega\text{cm}$).

Relative spezifische Widerstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ bei $T=\text{const}$, $d = 0.5\mu\text{m}$

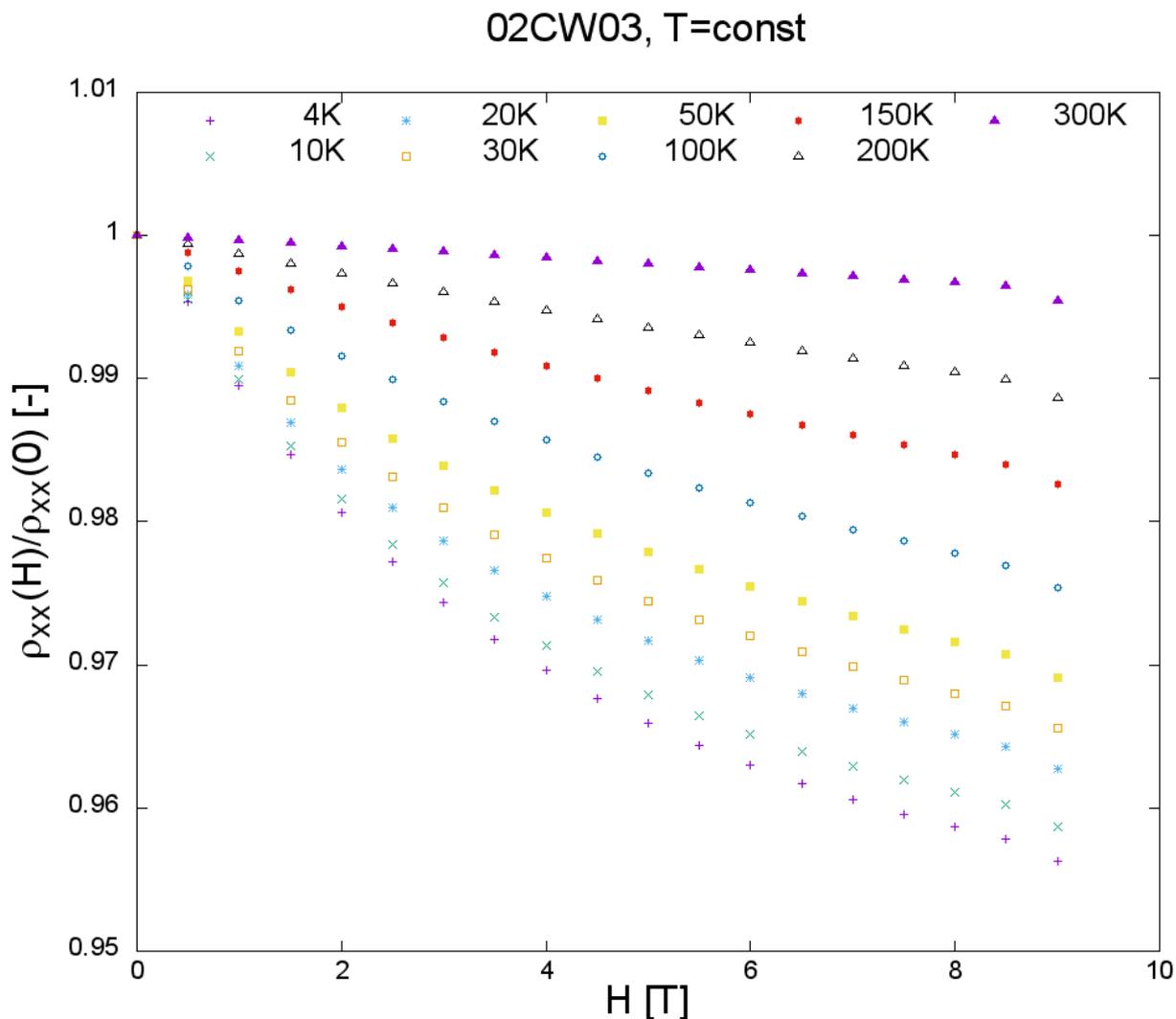


Abbildung 6.26: Feldabhängigkeit der isothermen Magnetowiderstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der Dünnschichtprobe 02cW03.

Der normierte Magnetowiderstand $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der Probe 02cW03 zeigt im gesamten Temperaturbereich eine nicht-lineare Verringerung der Widerstandswerte mit steigenden Magnetfeldern. Da dieses Verhalten klassische Ursachen ausschließt, müssen Ursachen wie die Wechselwirkung der Leitungselektronen mit magnetischen Momenten der d-Elektronen von Fe, V und W, oder die Wechselwirkung der magnetischen Momente untereinander angenommen werden.

Spezifischer Widerstand ρ_{xx} bei $H=\text{const}$, $d = 0.5\mu\text{m}$

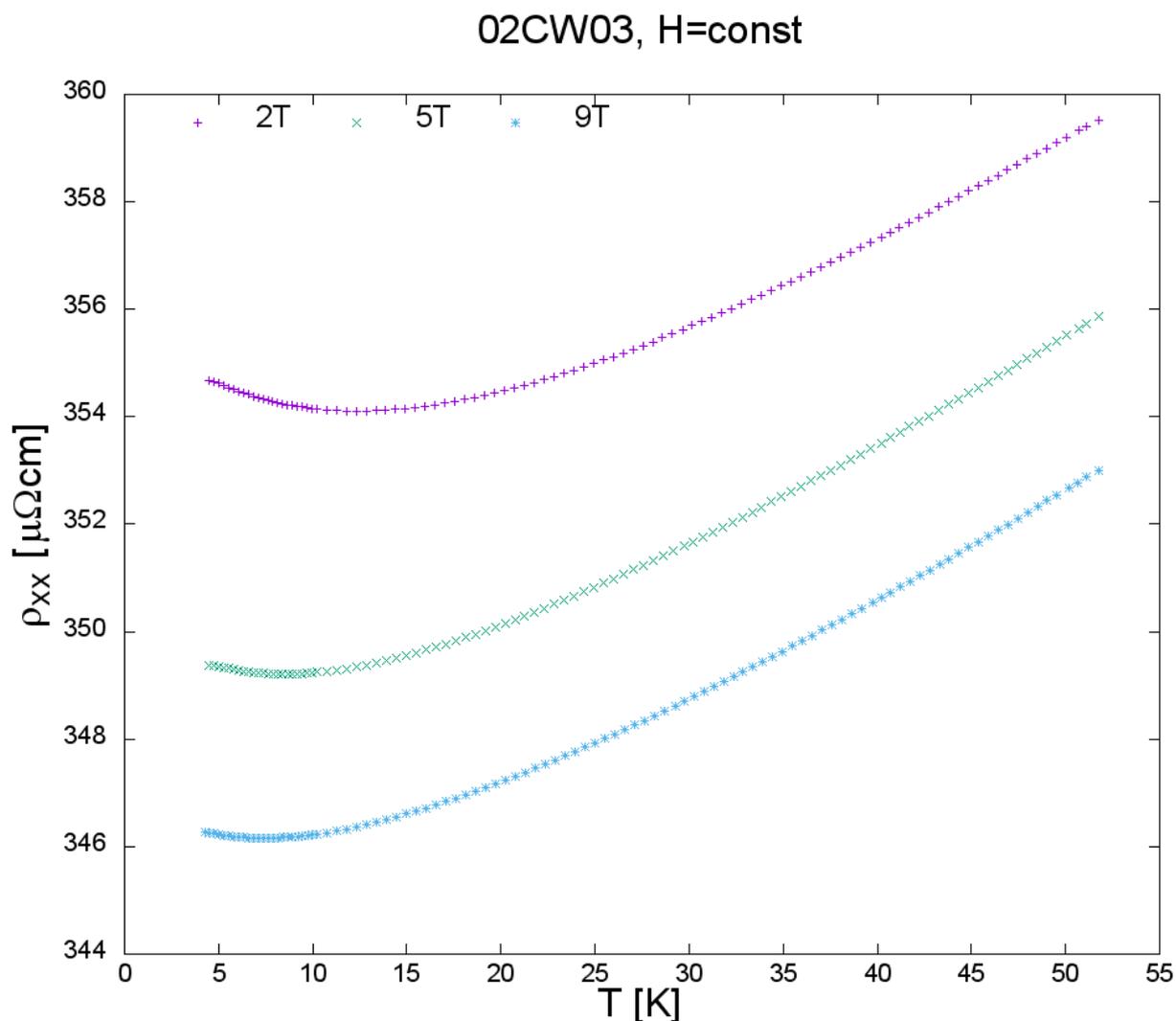


Abbildung 6.27: Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei unterschiedlichen konstanten Magnetfeldern der Dünnschichtprobe 02cW03.

Die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands der Probe 02cW03 ist in Abbildung 6.27 für verschiedene Magnetfelder dargestellt. Man beobachtet Minima in $\rho_{xx}(T)$, die mit steigenden Magnetfeldern zu tieferen Temperaturen verschoben werden. Ein geringer Widerstandsanstieg bei weiterer Temperaturabnahme ist vermutlich auf die Wechselwirkung der Leitungselektronen mit unkompensierten magnetischen Momenten rückführbar (Kondo-Effekt). Insgesamt ist zu erkennen, dass der spezifische Widerstand bei Erhöhung der Magnetfeldstärke abnimmt, was mit den Ergebnissen aus Abbildung 6.25 und Abbildung 6.26 korrespondiert.

Hall-Widerstand R_{xy} bei $T=\text{const}$, $d = 0.5\mu\text{m}$

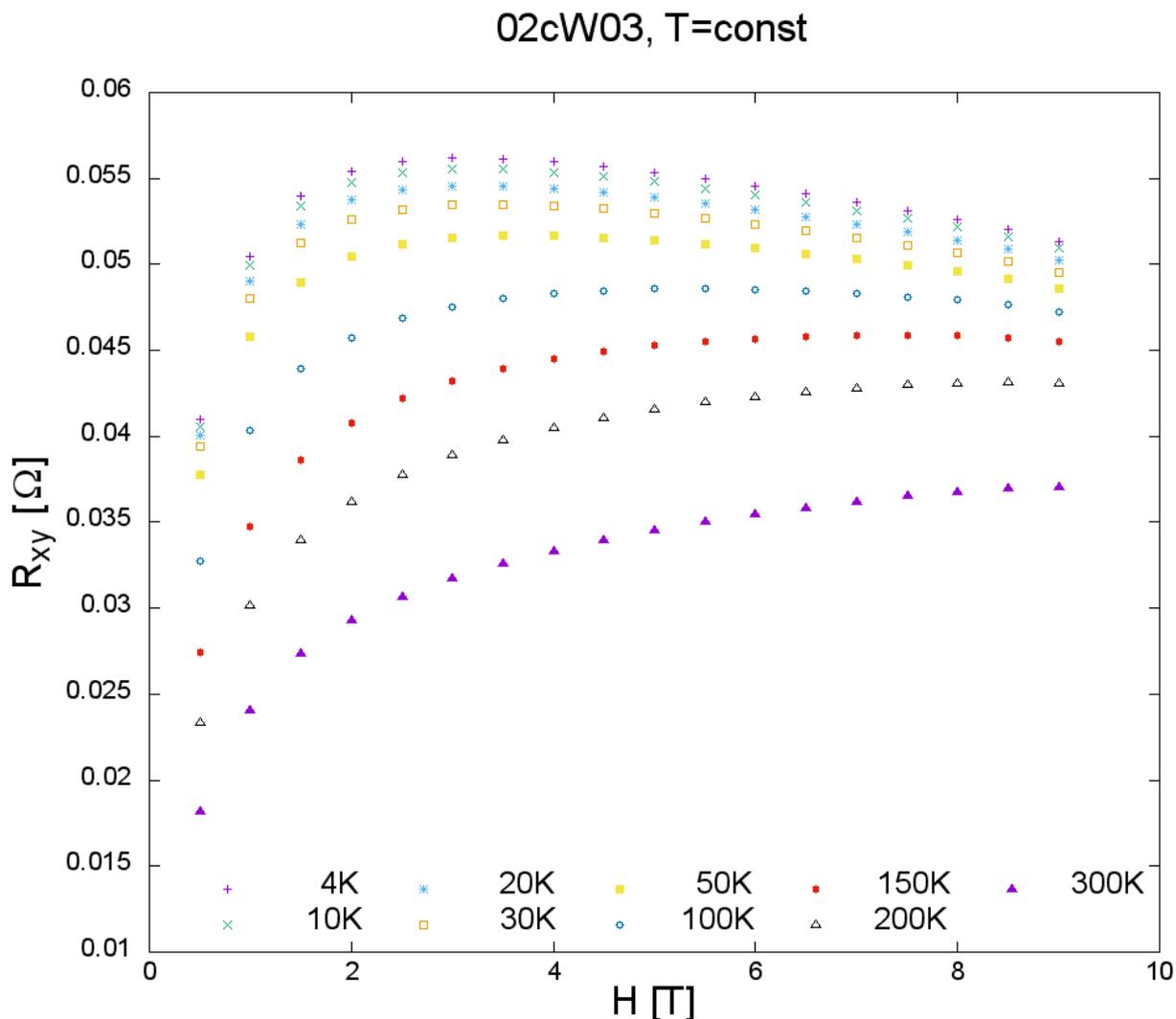


Abbildung 6.28: Feldabhängigkeit des Hall-Widerstandes R_{xy} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe 02cW03.

Für die Feldabhängigkeit des Hall-Widerstandes bei verschiedenen konstanten Temperaturen sind bei allen Messreihen zunächst starke Anstiege bis 2 T zu sehen. Bei 3 T sind Maxima für $R_{xy}(H)$ der 4K- bis 50K-Messreihen zu erkennen. Für 150K-, 200K- und 300K-Messungen sind mit steigenden Magnetfeldern kontinuierlich ansteigende Messwerte zu beobachten. Dabei ist auch die Tendenz ersichtlich, dass der Hall-Widerstand bei konstantem Magnetfeld geringer ausfällt, je höher die Temperatur eingestellt wurde und dass sich die Messreihen bei höherer Magnetfeldstärke einander annähern. Der im ^4He -Kryostaten bestimmte Wert bei 300 K (rund $2.1 \cdot 10^{-2}\Omega$) stimmt sehr gut mit dem Wert der Messstation HERMES überein ($2.02 \cdot 10^{-2}\Omega$).

Spezifischer Hall-Widerstand ρ_{xy} bei $T=\text{const}$, $d = 0.5\mu\text{m}$

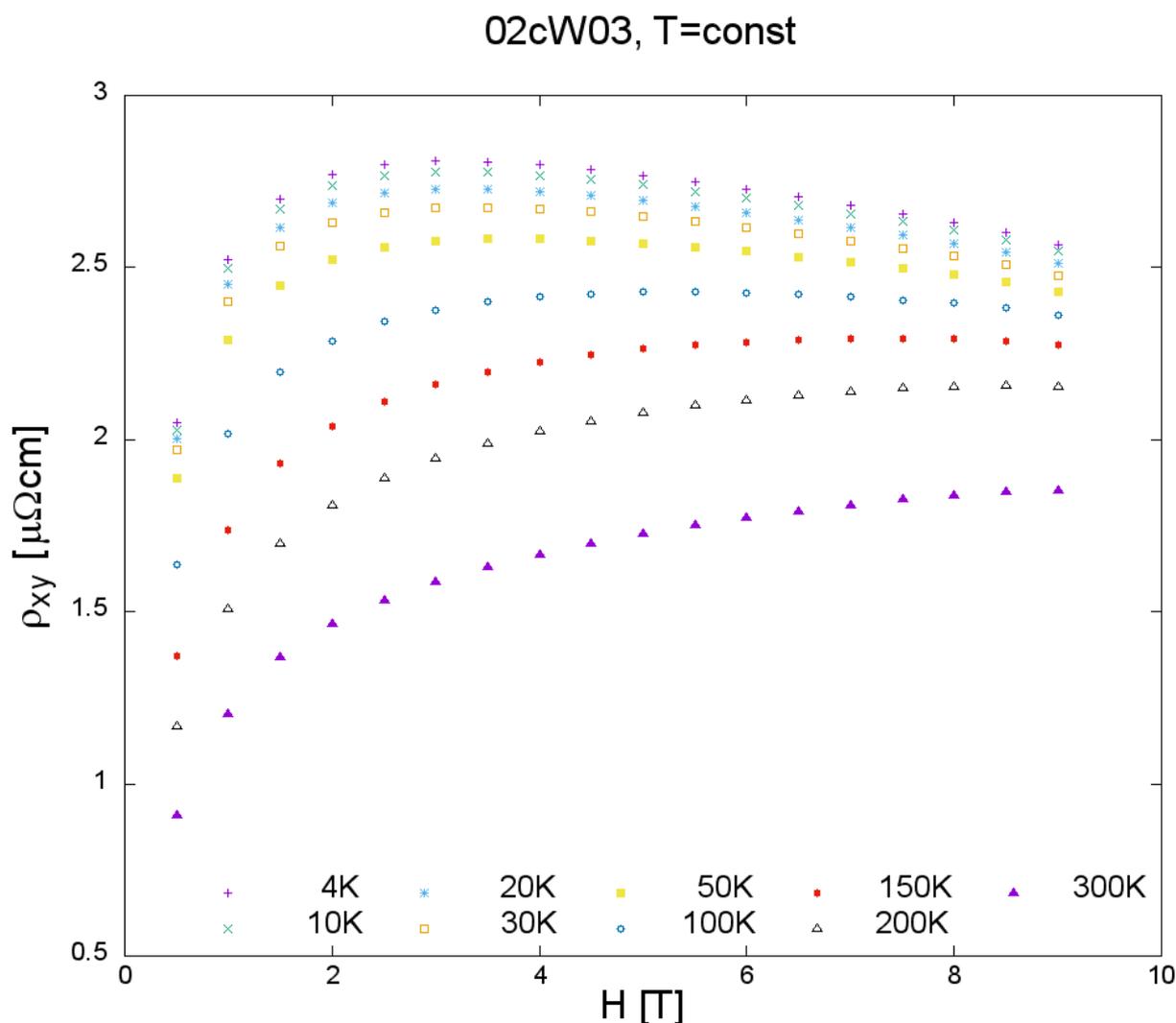


Abbildung 6.29: Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstandes $\rho_{xy} = R_{xy} \cdot d$ bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe 02cW03.

Für die Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstandes bei verschiedenen konstanten Temperaturen Abbildung 6.29 der Probe 02cW03 sind bei allen Messreihen von 4 bis 300 K keine linearen Feldabhängigkeiten zu beobachten. Dieses Verhalten erlaubt eine zielführende Beschreibung nur dann, wenn zumindest zwei elektronische Bänder für die dominierenden Ladungsträger in Betracht gezogen werden. Der positive Hall-Widerstand lässt vermuten, dass Löcher in diesen Temperaturbereichen die essentiellen Ladungsträger sind.

Hall-Koeffizient R_H bei $T = \text{const}$, $d = 0.5 \mu\text{m}$

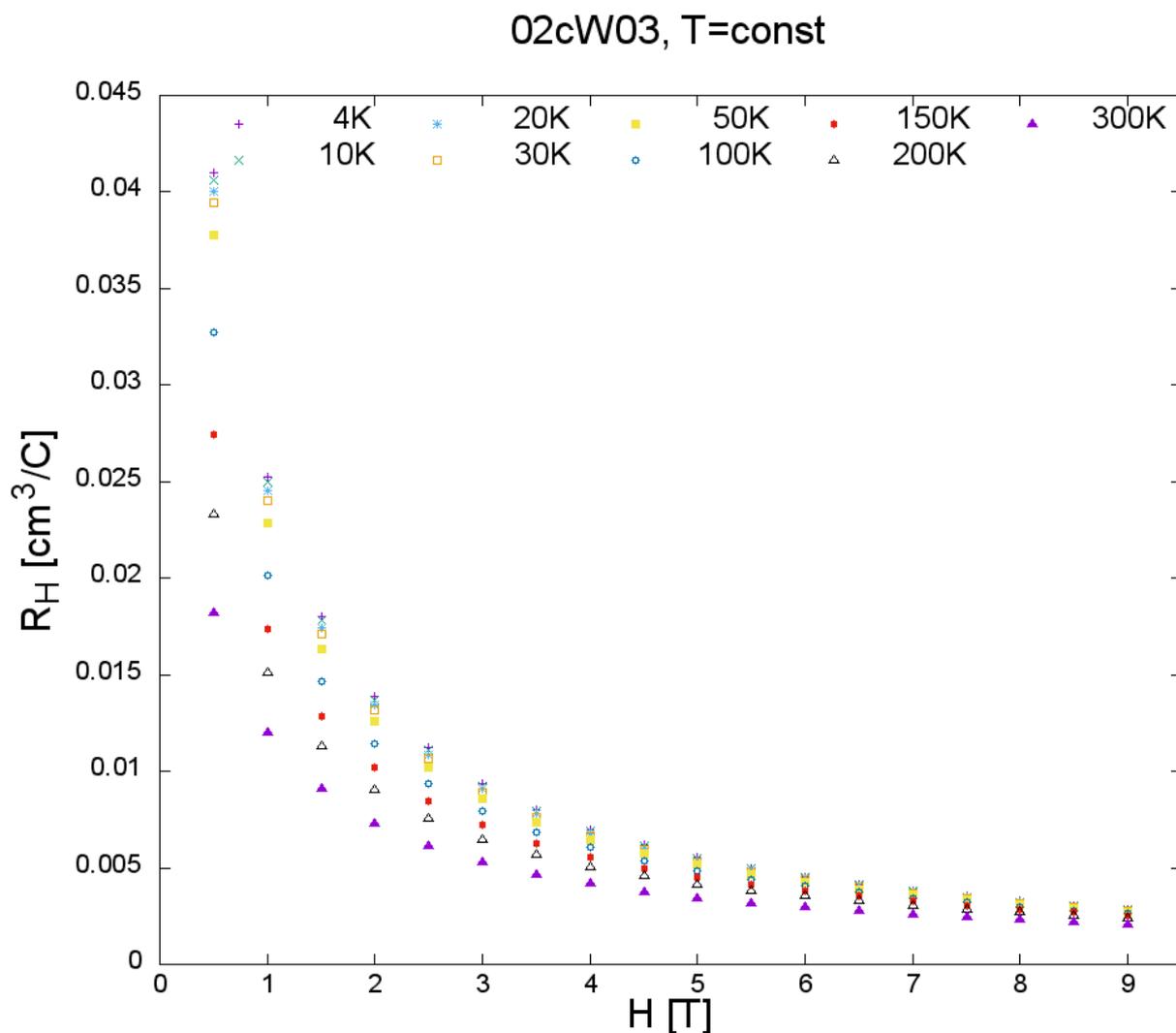


Abbildung 6.30: Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei verschiedenen konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe 02cW03.

Für die Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten bei verschiedenen konstanten Temperaturen ist bei allen Messreihen ein zunächst deutlicher Abfall bis etwa 5 T zu erkennen. Danach stellt sich eine schwache Abnahme von R_H mit weiter steigenden Feldern ein. Je höher das Magnetfeld, desto stärker nähern sich die einzelnen Messreihen einander an. Dieses Verhalten ist verständlicherweise ein Resultat der Feld- und Temperaturabhängigkeiten des Hall-Widerstands (siehe Abbildung 6.28). Insgesamt ist erkennbar, dass der Hall-Koeffizient mit Erhöhung der Temperatur fällt. Der im ^4He -Kryostaten bestimmte Wert bei 300 K (rund $1.5 \cdot 10^{-2} \frac{\text{cm}^3}{\text{C}}$) stimmt sehr gut mit dem Wert der Messstation HERMES überein ($1.59 \cdot 10^{-2} \frac{\text{cm}^3}{\text{C}}$).

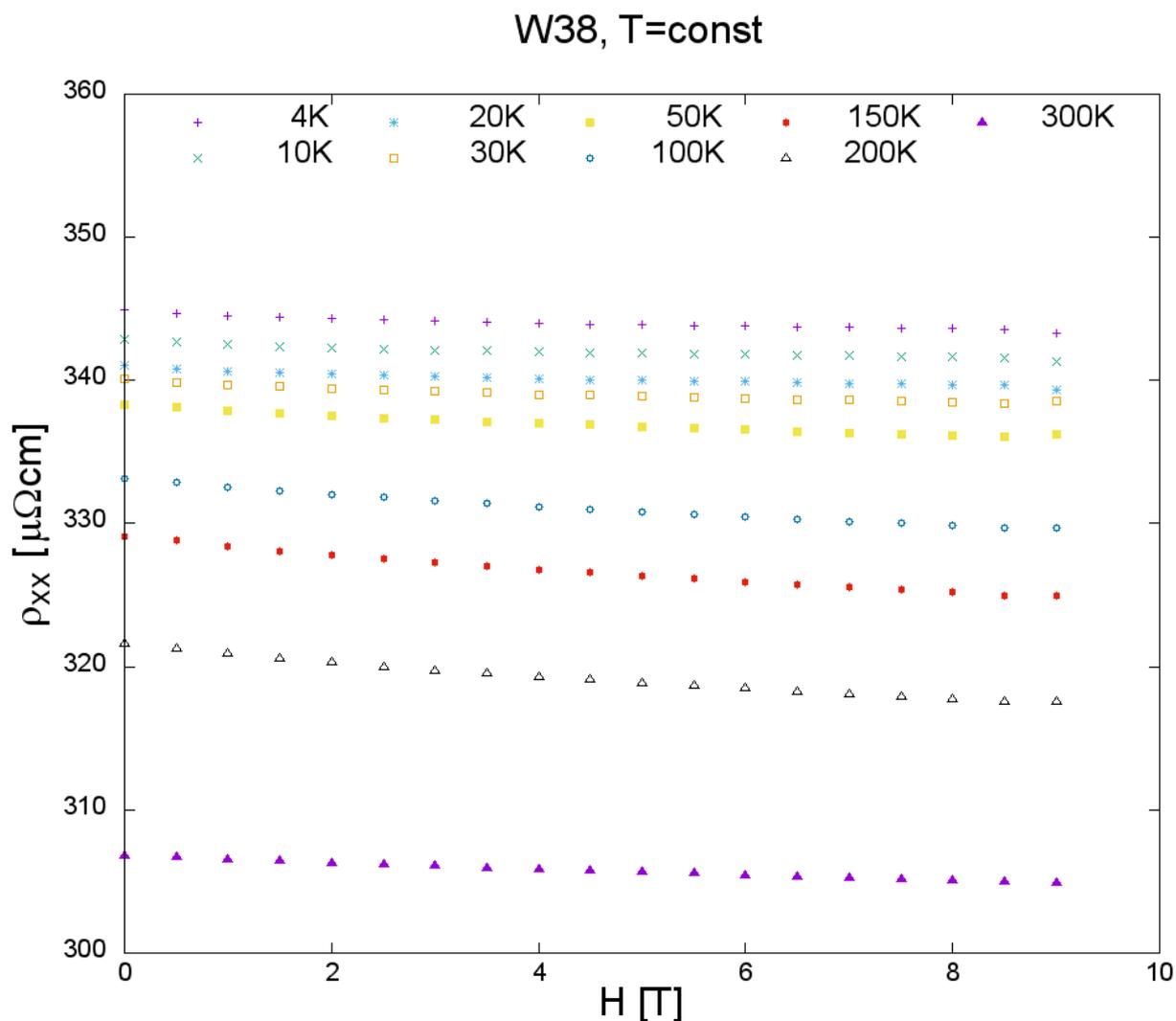
Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}AlSpezifischer Widerstand ρ_{xx} bei T=const, d = 1.0 μm 

Abbildung 6.31: Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al.

Die Magnetfeldabhängigkeit von ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der Probe W38 zeigt einen stetigen Abfall für Temperaturen von 4 bis 300 K. Die deutlichsten Magnetfeld-Abhängigkeiten sind bei den Messreihen von 100 bis 300 K feststellbar. Insgesamt ist zu erkennen, dass der spezifische Widerstand mit der Temperaturerhöhung abnimmt.

Relative spezifische Widerstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ bei $T=\text{const}$, $d = 1.0\mu\text{m}$

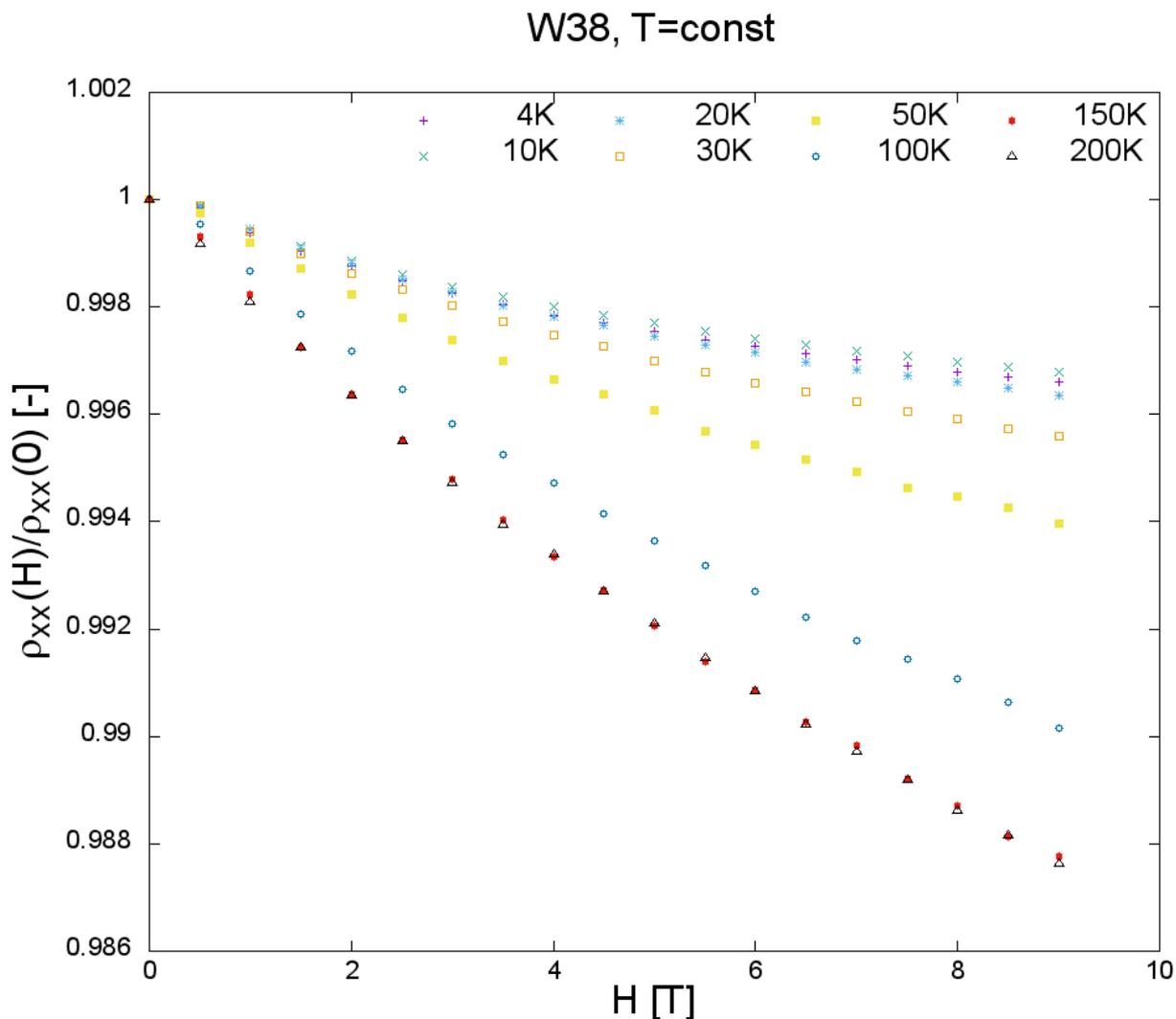


Abbildung 6.32: Feldabhängigkeit der isothermen Magnetowiderstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der Dünnschichtprobe W38- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$.

Der normierte Magnetowiderstand $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ ist in Abbildung 6.32 für die Dünnschichtprobe W38 und für verschiedene konstante Temperaturen dargestellt. Im gesamten Temperaturbereich sind die Magnetowiderstände sehr klein (maximal 1 Prozent) und nehmen mit steigendem Magnetfeld ab. Interessanterweise haben hier die Messreihen bei hohen Temperaturen größere Magnetowiderstandswerte im Unterschied zu den vorher besprochenen Bulk-Proben gleicher Zusammensetzung. Bei keiner Messreihe tritt ein positiver Magnetowiderstand auf.

Spezifischer Widerstand ρ_{xx} bei $H=\text{const}$, $d = 1.0\mu\text{m}$

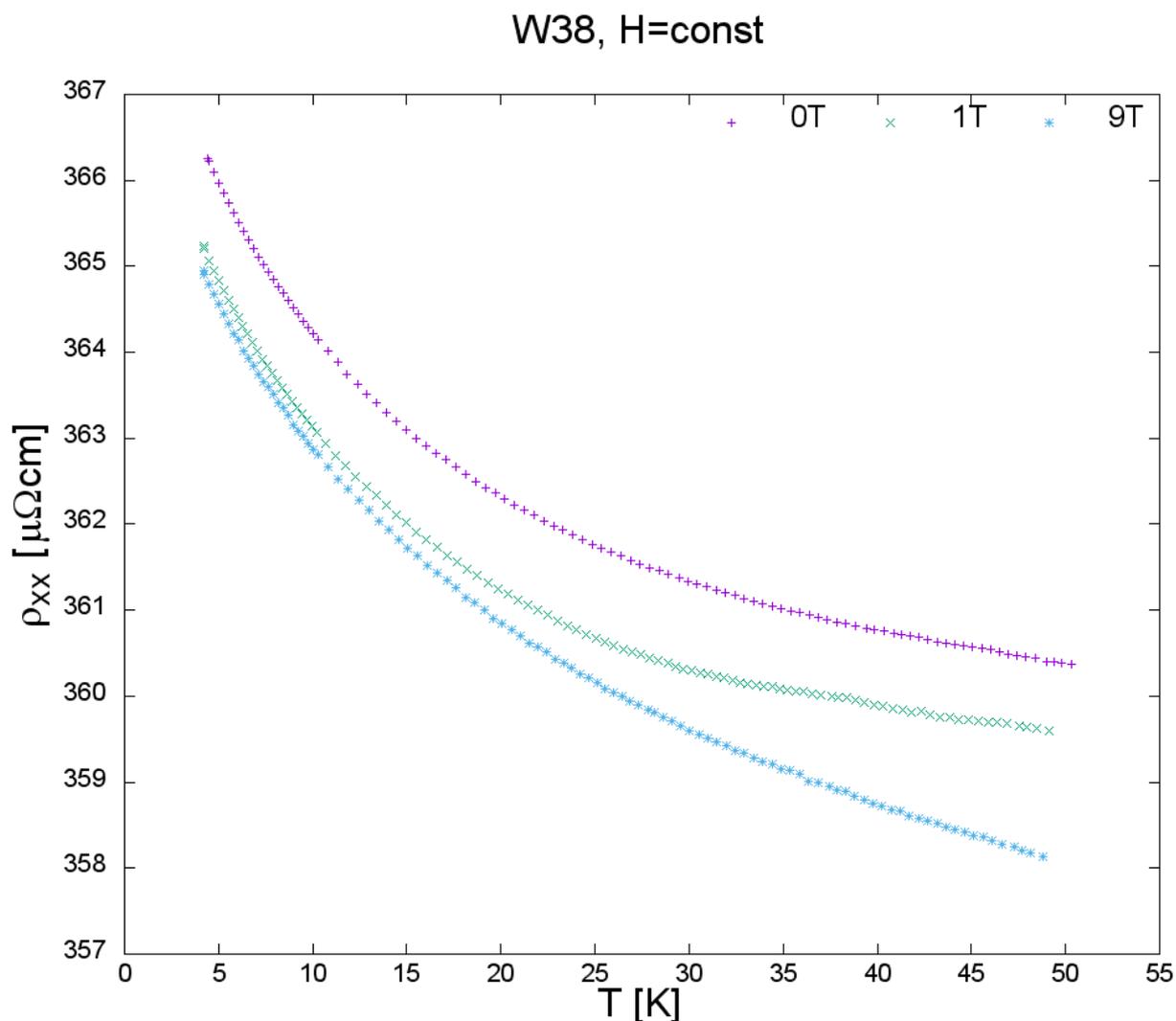


Abbildung 6.33: Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei unterschiedlichen konstanten Magnetfeldern der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al.

Bei der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands bei verschiedenen konstanten Magnetfeldern ist ein leicht unterschiedlicher Verlauf der 1 T Messreihe zu den 0 und 9 T Messreihen erkennbar, wobei er allerdings immer noch im Wertebereich dazwischen liegt. Alle drei Kurven fallen stetig mit einer Temperaturerhöhung ab. Insgesamt ist zu erkennen, dass der spezifische Widerstand mit der Magnetfeldstärke abnimmt, in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Abbildung 6.31.

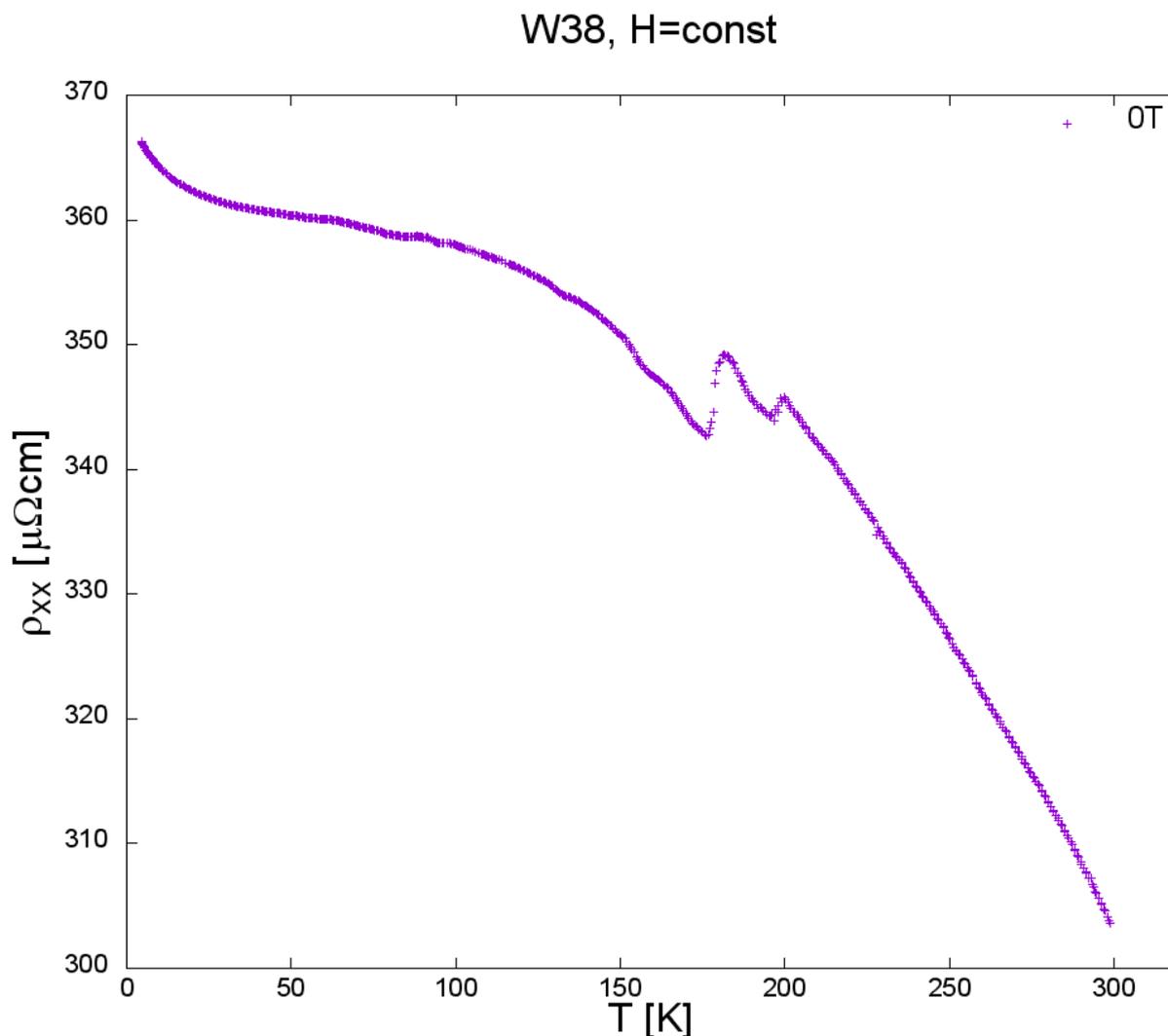


Abbildung 6.34: Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei 0 T der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al.

Abbildung 6.34 zeigt die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands $\rho_{xx}(T)$ ohne externe Magnetfelder. Von 4 bis 50 K ist ein deutlicher Abfall, bis etwa 100 K eine eher geringe Veränderung und ab 150 K erneut ein starke Verringerung erkennbar. Abgesehen von Fehlmessungen im Bereich von 170 bis 200 K, zeigt sich eine kontinuierliche Abnahme von $\rho_{xx}(T)$, die stark von einfachen Metallen abweicht. Ein einfaches halbleitendes Verhalten mit Aktivierungsszenario ist aber auch nicht präsent.

Hall-Widerstand R_{xy} bei $T=\text{const}$, $d = 1.0\mu\text{m}$

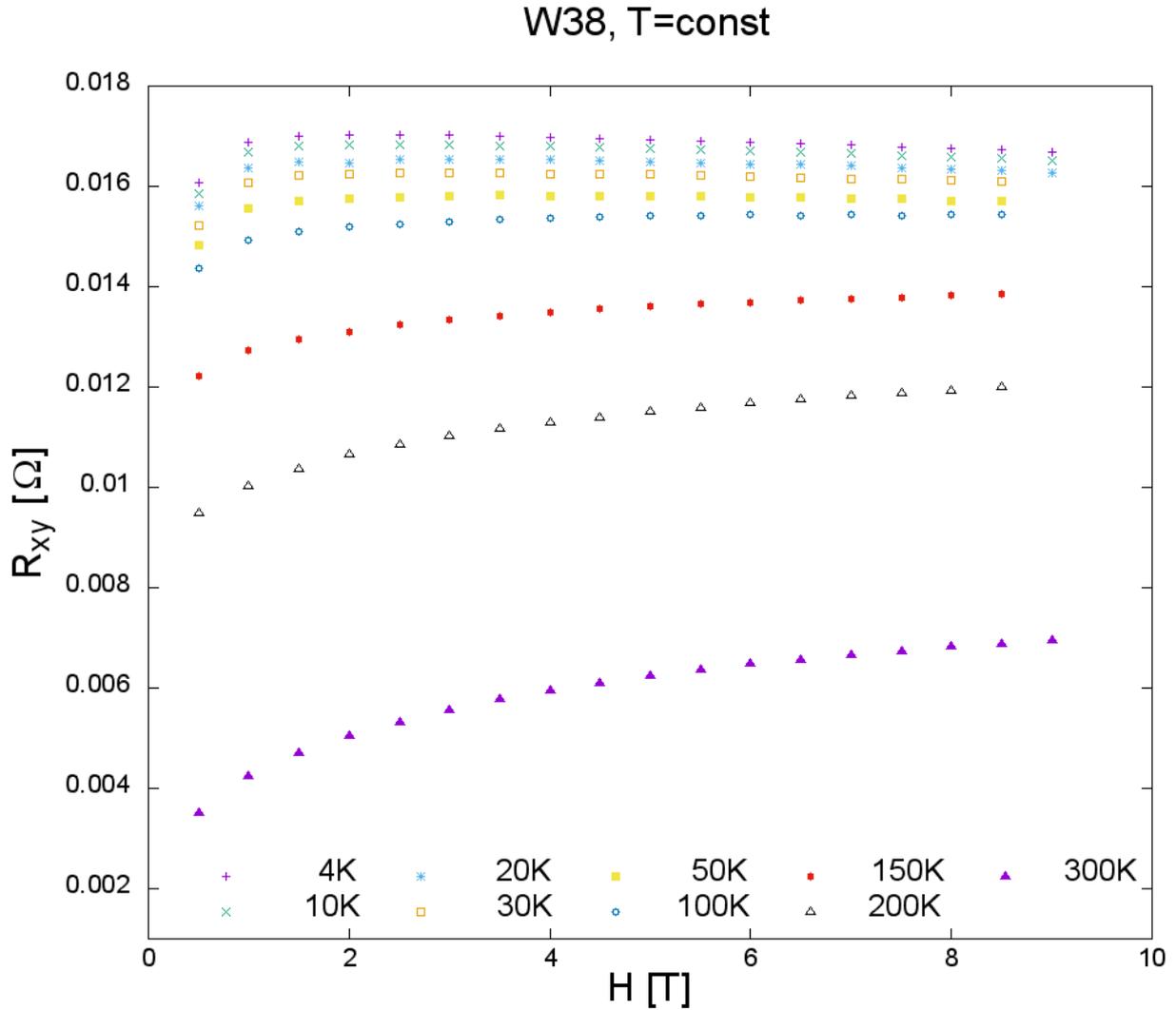


Abbildung 6.35: Feldabhängigkeit des Hall-Widerstands R_{xy} bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al.

Die Feldabhängigkeit des Hall-Widerstands zeigt bei verschiedenen konstanten Temperaturen für alle Messreihen zunächst jeweils starke Anstiege bis etwa 1 T. Im Bereich von 1.5 bis 9 T sind für die 4 bis 30 K Messreihen nach einem Maximum wiederum geringe Abfälle zu erkennen. Für 100 bis 300 K Messungen sind hingegen konstante beziehungsweise leicht steigende Feldabhängigkeiten festzustellen. Dabei ist auch die Tendenz erkennbar, dass der Hall-Widerstand bei gleichem Magnetfeld geringer ausfällt, je höher die Temperatur eingestellt ist. Die Messreihen bei unterschiedlichen konstanten Temperaturen nähern sich sukzessive bei Magnetfelderhöhung einander an.

Um das Verhalten bei geringen Magnetfeldern genauer zu bestimmen und die Bestätigung zu erbringen, dass beim Hall-Widerstand zunächst sehr starke Feldabhängigkeiten auftreten, wurden jeweils eine Messreihe bei 4 K von 0 bis 2 T (siehe Abbildung 6.36) sowie eine bei 50 K von -1 bis 1 T (siehe Abbildung 6.37) durchgeführt. Die Schrittweite der Magnetfeldänderung beträgt in beiden Fällen jeweils 0.05 T.

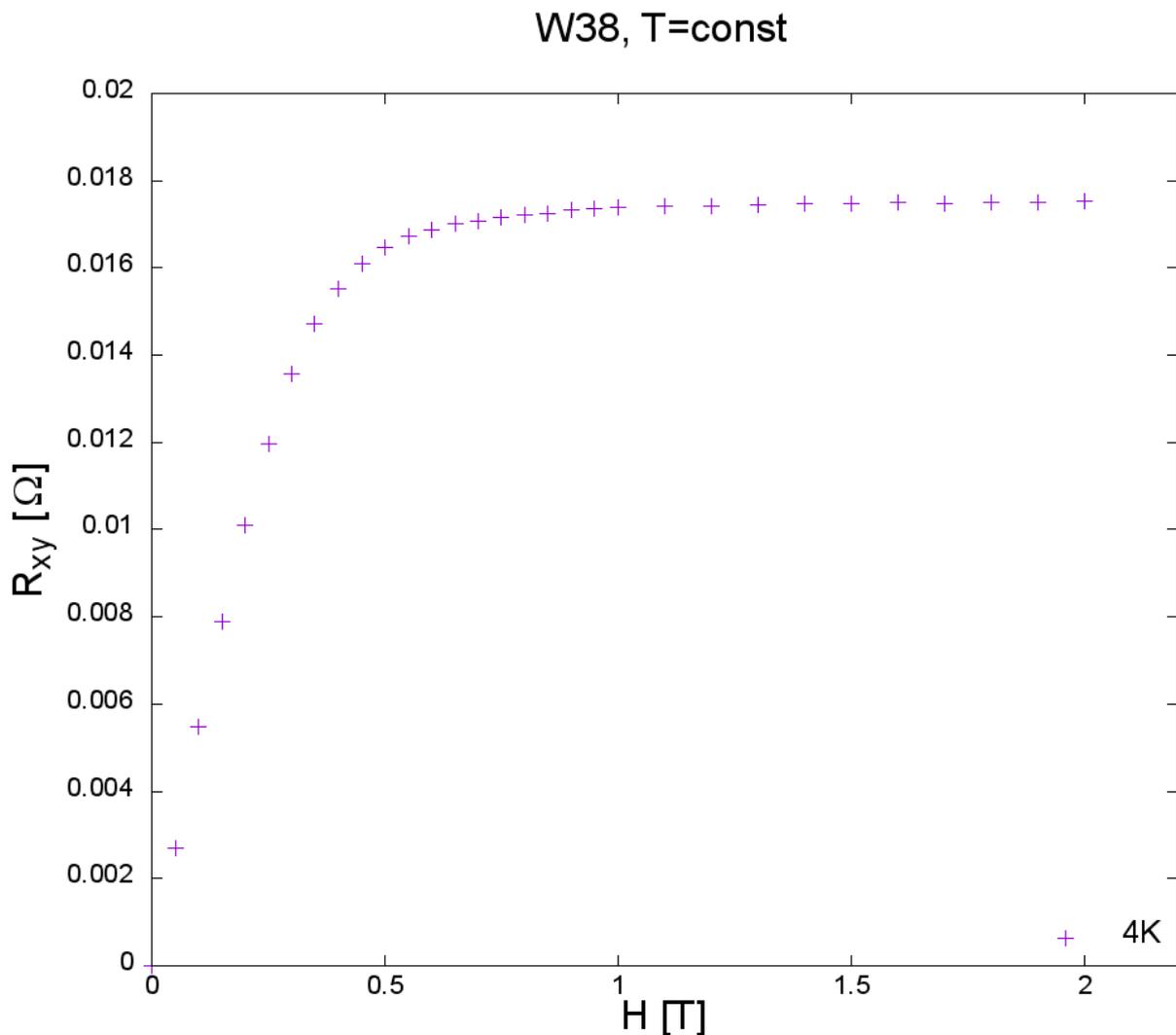


Abbildung 6.36: Feldabhängigkeit des Hall-Widerstands R_{xy} bei 4 K der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al im Bereich von 0 bis 2 T mit Schrittweiten von 0.05 T.

In Abbildung 6.36 ist ein starker Anstieg von 0 bis 0.5 T für die 4K-Messung zu erkennen. Bei höheren Magnetfeldern verläuft die 4K-Messung annähernd konstant.

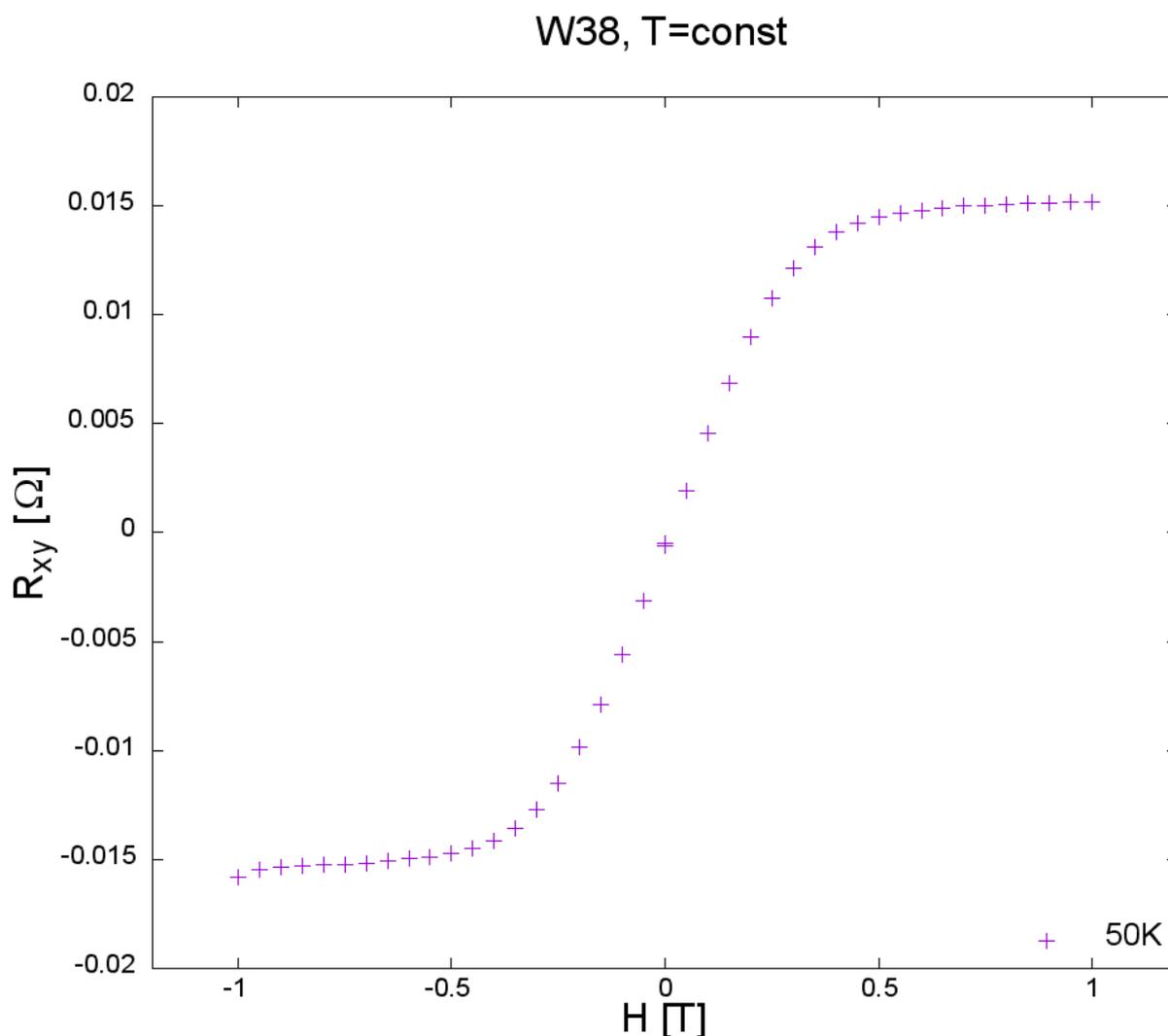


Abbildung 6.37: Feldabhängigkeit des Hall-Widerstands R_{xy} bei 50 K der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al im Bereich von -1 bis 1 T mit Schrittweiten von 0.05 T.

Auch in Abbildung 6.37 sind starke Veränderungen des Hall-Widerstandes im Bereich von -0.5 bis 0.5 T zu erkennen sowie ein annähernd konstantes Verhalten bei weiterer Erhöhung der Magnetfeldstärke. Die Feldabhängigkeiten des Hall-Widerstandes R_{xy} der 4K- bis 300K-Messungen in Abbildung 6.35 wurden somit bestätigt.

Spezifischer Hall-Widerstand ρ_{xy} bei $T=\text{const}$, $d = 1.0\mu\text{m}$

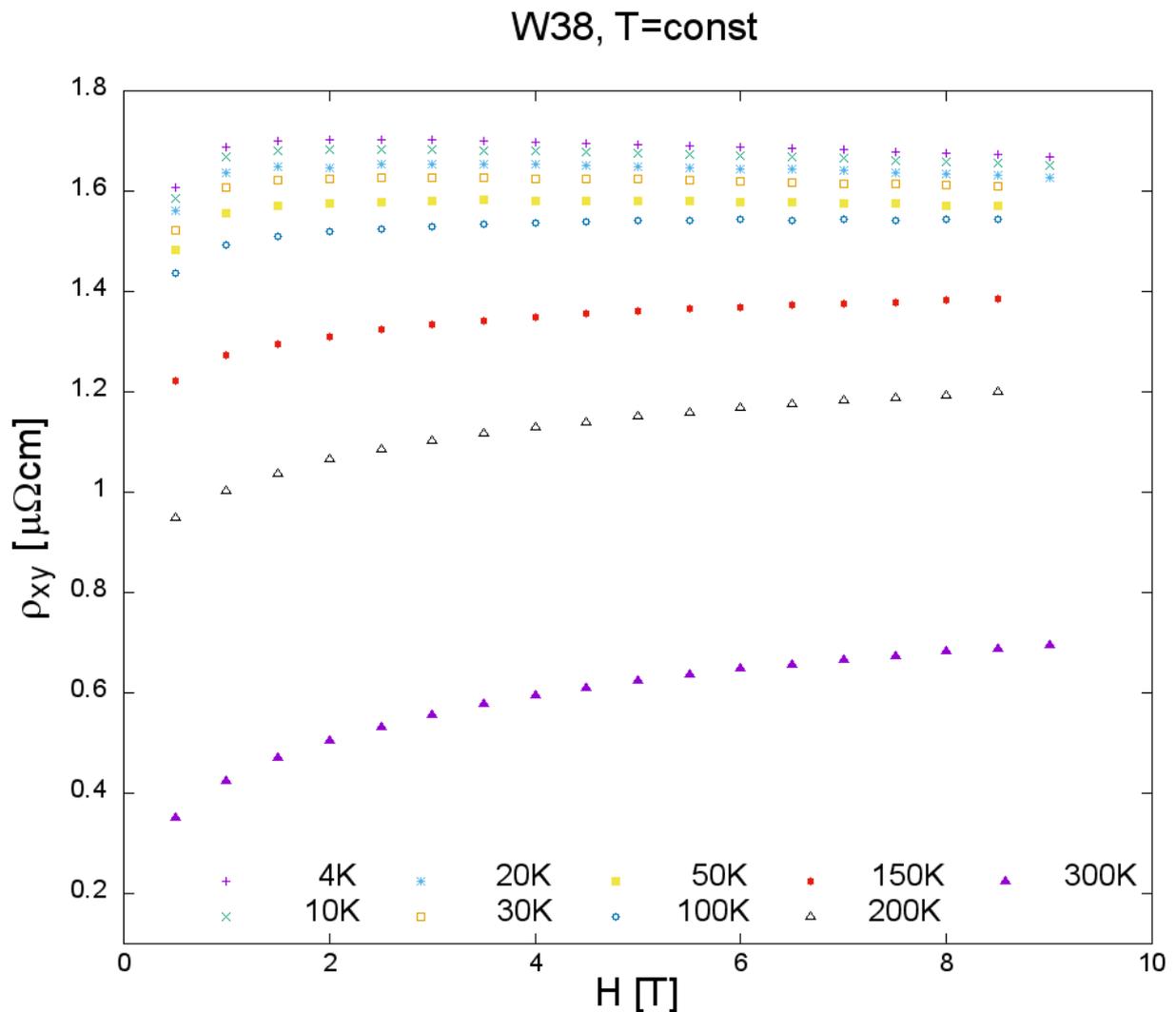


Abbildung 6.38: Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstands $\rho_{xy} = R_{xy} \cdot d$ bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al.

Für alle Messreihen von 4 bis 300 K sind in Abbildung 6.38 keine linearen Feldabhängigkeiten zu ersehen. Da in solchen Fällen elektronische Ein-Band-Modelle versagen, erfordert eine sinnvolle festkörperphysikalische Beschreibung zumindest zwei Bänder mit verschiedener Beweglichkeit und Ladungsträgerkonzentration. Der positive Hall-Widerstand lässt vermuten, dass Löcher die dominierenden Ladungsträger sind.

Hall-Koeffizient R_H bei $T=\text{const}$, $d = 1.0\mu\text{m}$

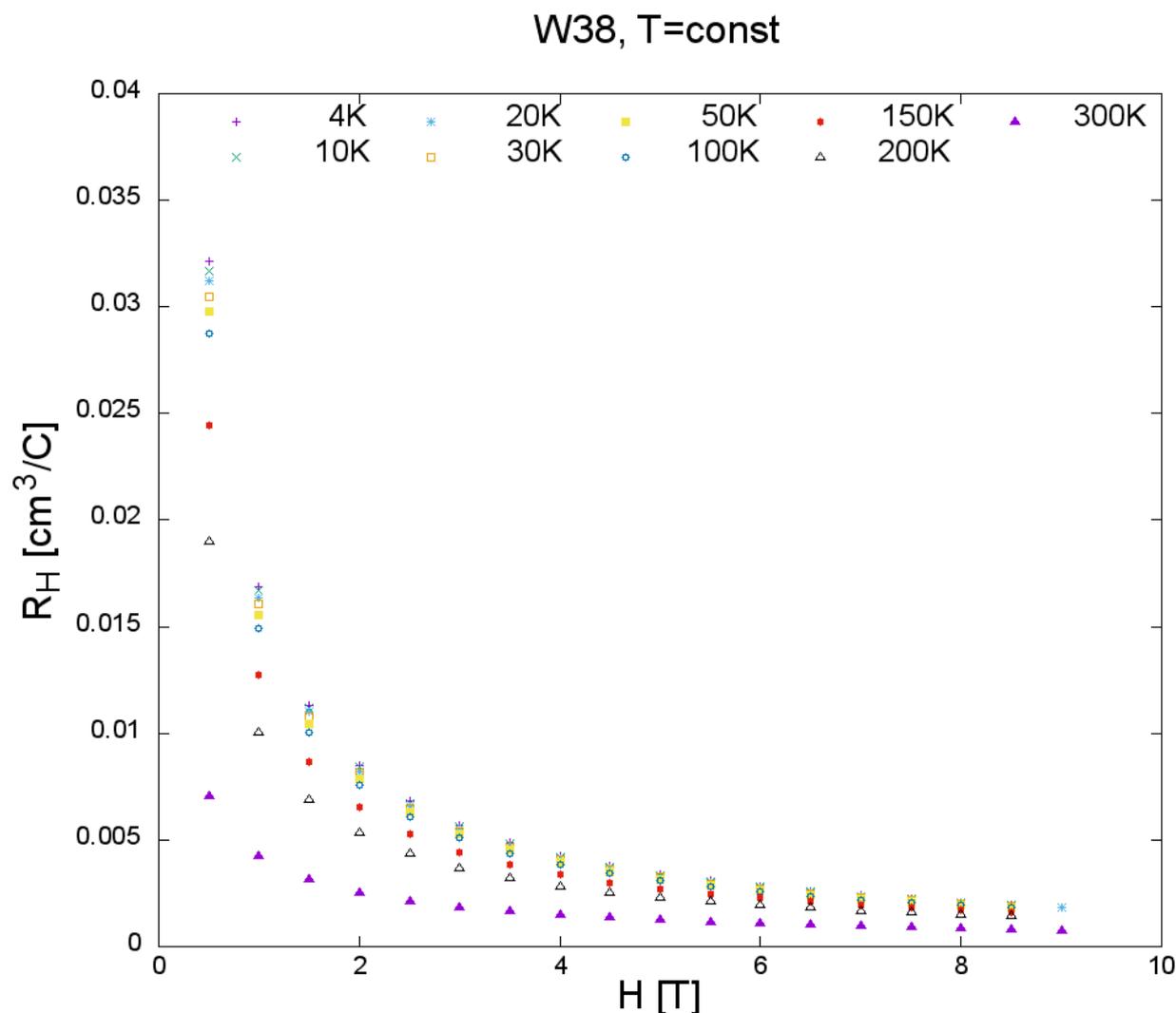


Abbildung 6.39: Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W38- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$.

Für die Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten bei verschiedenen konstanten Temperaturen sind bei allen Messreihen zunächst deutliche Abfälle bis etwa 5 T zu erkennen. Oberhalb von 5 T ist nur mehr schwache Abhängigkeit vom Feld zu beobachten. Je höher das Magnetfeld, desto mehr nähern sich die einzelnen Messreihen einander an. Sowie für die 02cW03-Probe ist auch hier erkennbar, dass der Hall-Koeffizient geringer wird, je höher die Temperatur eingestellt ist.

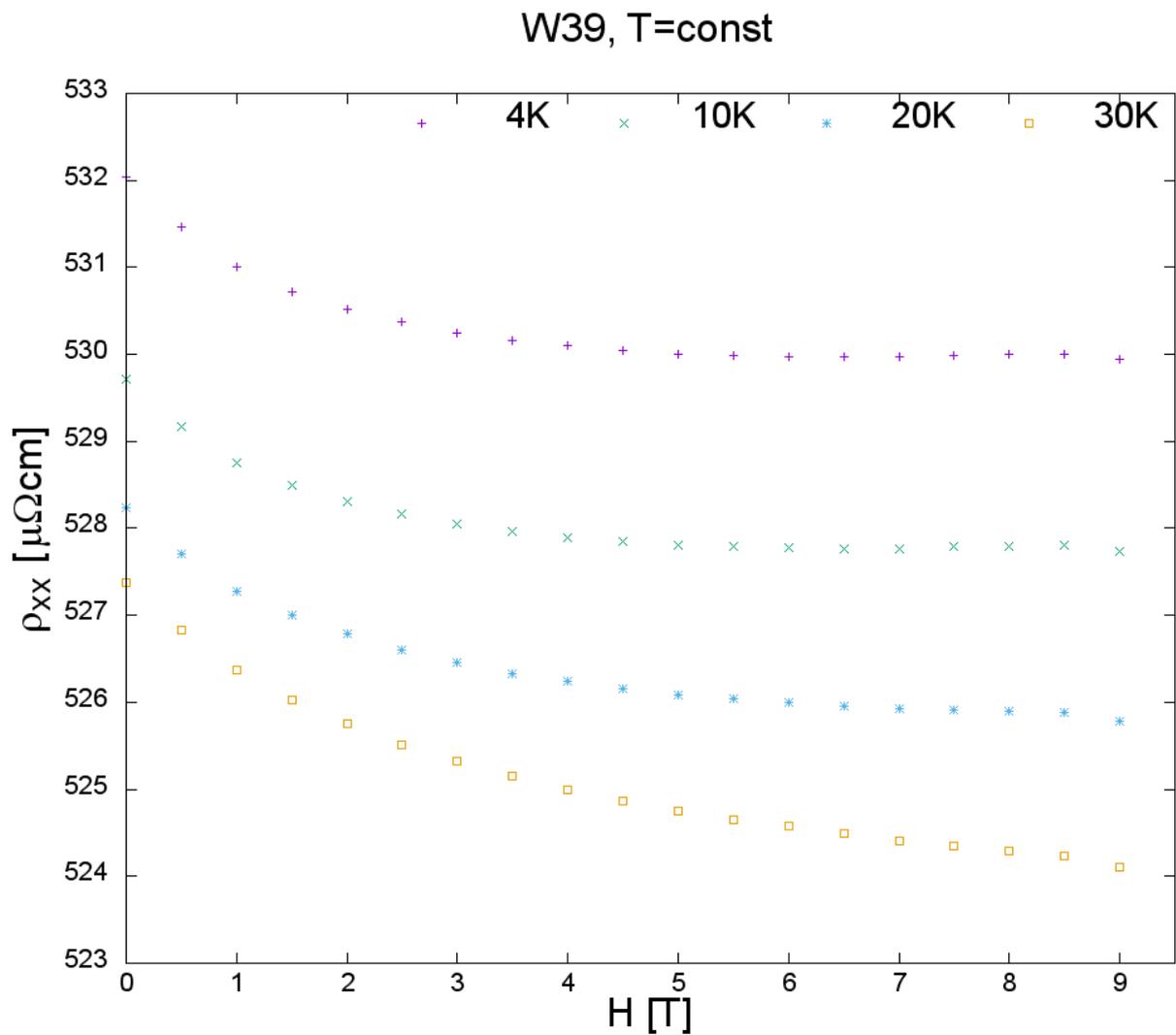
Dünnschichtprobe W39-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}AlSpezifischer Widerstand ρ_{xx} bei T=const, d = 0.5 μ m

Abbildung 6.40: Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W39-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al.

Der elektrische Widerstand der Probe W39 in Abbildung 6.40 zeigt im gesamten beobachteten Temperaturbereich eine Verringerung der Widerstandswerte mit steigenden Magnetfeldern. Der Absolutbetrag des elektrischen Widerstandes nimmt mit steigender Temperatur ab (vergleichbar mit den 02cW03- und W38-Proben).

Relative spezifische Widerstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ bei $T=\text{const}$, $d = 0.5\mu\text{m}$

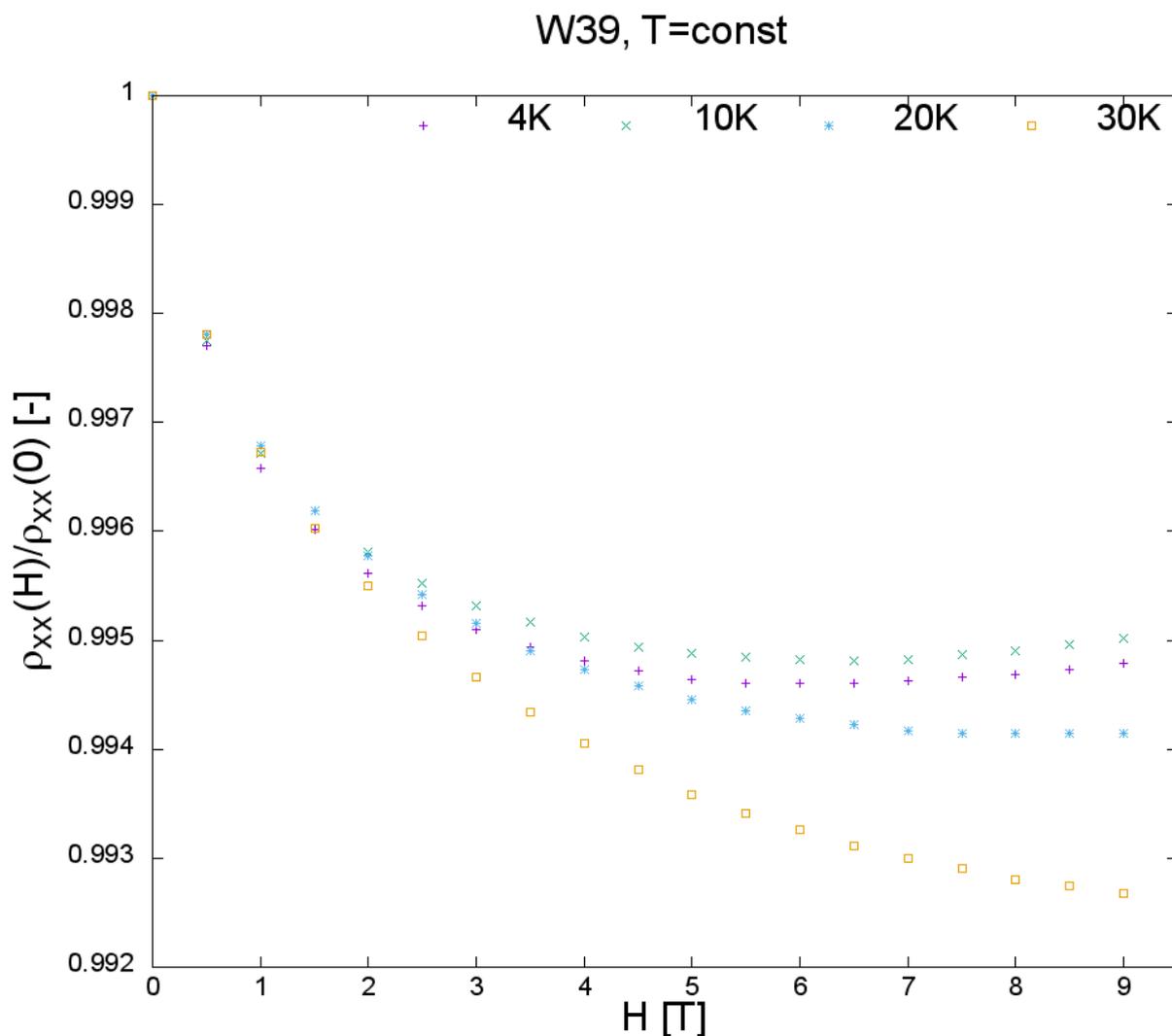


Abbildung 6.41: Feldabhängigkeit der isothermen Magnetowiderstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der Dünnschichtprobe W39- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$.

Der normierte Magnetowiderstand der Probe W39 (Abbildung 6.41) bei verschiedenen konstanten Temperaturen zeigt nur sehr geringe Änderungen, die sich im 1 Prozent Bereich bewegen. Dabei fällt jene bei 30 K am deutlichsten aus. Bemerkenswert ist die hohe Übereinstimmung der isothermen Magnetowiderstandsänderungen $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ bei niedrigen Magnetfeldern. Auch bei dieser Probe ist zu sehen, dass die relative Widerstandsänderung mit der Temperaturerhöhung zunimmt.

Hall-Widerstand R_{xy} bei $T=\text{const}$, $d = 0.5\mu\text{m}$

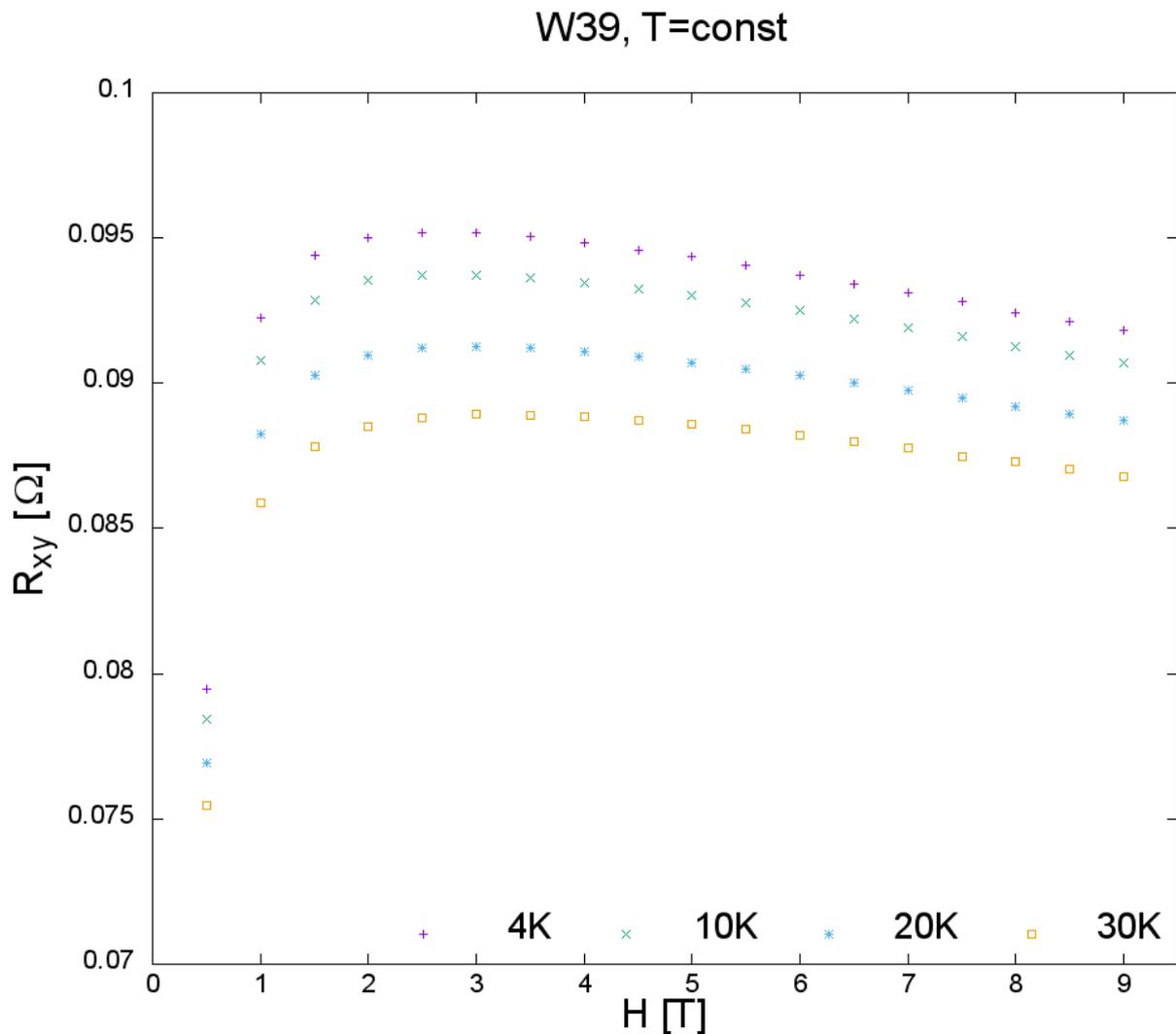


Abbildung 6.42: Feldabhängigkeit des Hall-Widerstands R_{xy} bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W39- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$.

Die Feldabhängigkeit des Hall-Widerstandes R_{xy} der Probe W39 zeigt große Änderungen im Bereich externer Magnetfelder bis 2 T, sehr ähnlich zum Verhalten der W38-Probe. Bei etwa 3 T sind lokale Maxima festzustellen. Im Bereich von 3 bis 9 T sind für alle Messreihen kontinuierliche Abfälle mit steigenden Feldern zu beobachten. Dabei ist auch die Tendenz erkennbar, dass der Betrag des Hall-Widerstandes bei gleichem Magnetfeld geringer ausfällt, je höher die Messtemperatur ist. Für hohe Magnetfeldstärken nähern sich die Einzelmessungen an.

Spezifischer Hall-Widerstand ρ_{xy} bei $T=\text{const}$, $d = 0.5\mu\text{m}$

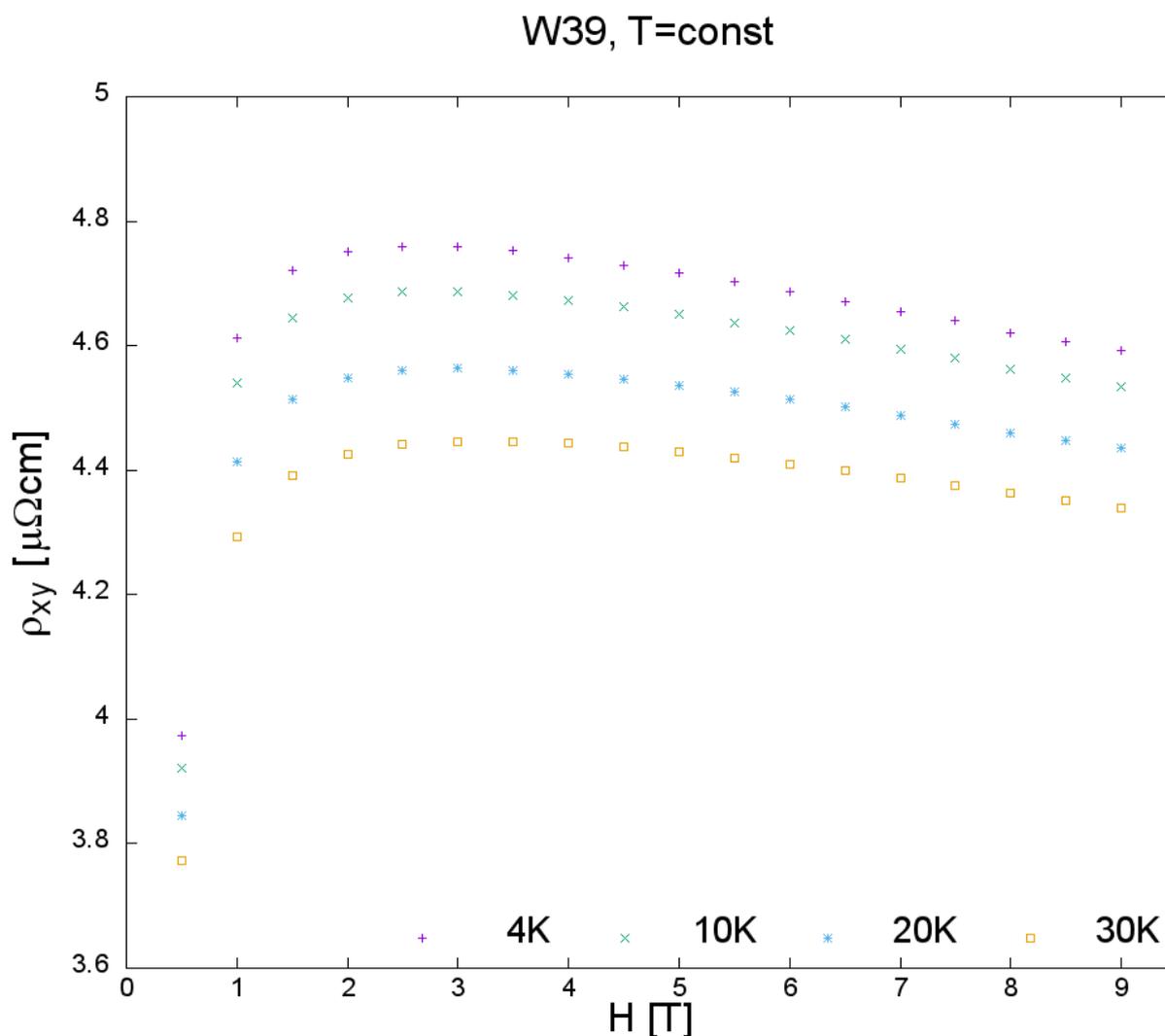


Abbildung 6.43: Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstands $\rho_{xy} = R_{xy} \cdot d$ bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W39- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$.

Für alle Temperaturen von 4 bis 30 K sind starke Nichtlinearitäten in der Feldabhängigkeit von ρ_{xy} beobachtbar. Eine zielführende Beschreibung benötigt daher zumindest zwei elektronische Bänder, sowie für die 02cW03- und W38-Proben diskutiert. Der erneute positive Hall-Widerstand lässt vermuten, dass auch bei dieser Probe Löcher die wichtigsten Ladungsträger bei tiefen Temperaturen sind.

Hall-Koeffizient R_H bei $T=\text{const}$, $d = 0.5\mu\text{m}$

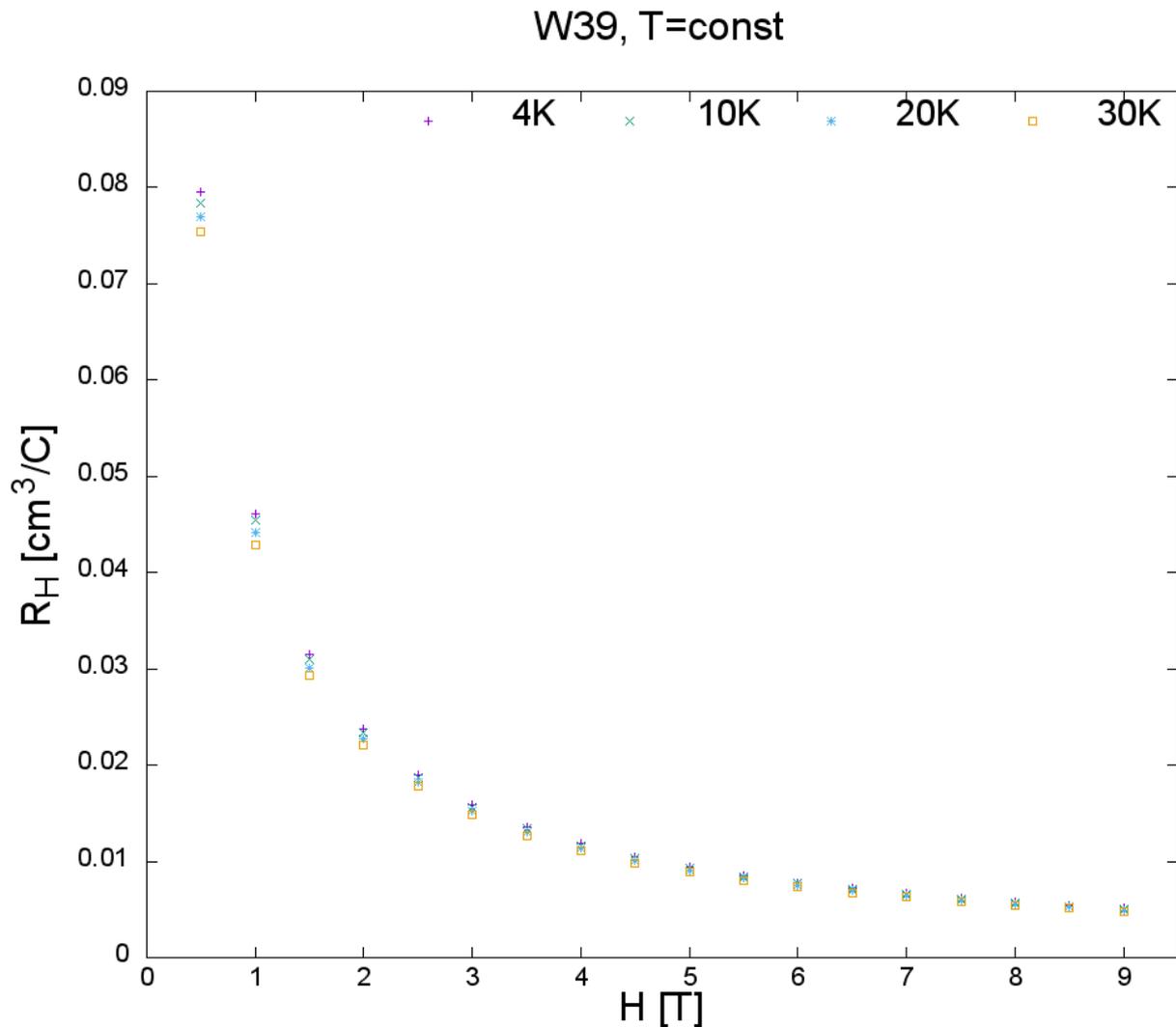


Abbildung 6.44: Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei verschiedenen konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W39- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$.

Der Hall-Koeffizient R_H der Dünnschichtprobe W39 zeigt eine starke Abnahme mit wachsendem Magnetfeld. Die 4K- bis 30K-Messreihen liegen hierbei sehr nahe beieinander. Je größer das externe Magnetfeld, desto deutlicher nähern sich die einzelnen Messreihen einander an.

Kapitel 7

Auswertung

7.1 Überblick

Folgende Messungen wurden genauer analysiert und mit elektronischen Ein- oder Zwei-Bänder-Modellen verglichen:

- Plattenförmige Fe_2VAl -Probe mit spezifischen Hall-Widerstand ρ_{xy} bei verschiedenen konstanten Temperaturen im Vergleich mit elektronischem Ein-Band-Modell
- Plattenförmige $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe mit spezifischen Hall-Widerstand ρ_{xy} bei verschiedenen konstanten Temperaturen im Vergleich mit elektronischem Ein-Band-Modell
- Dünnschichtprobe 02cW03 mit Hall-Koeffizient R_H bei verschiedenen konstanten Temperaturen im Vergleich mit elektronischem Zwei-Band-Modell
- Dünnschichtprobe W38- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ mit Hall-Koeffizient R_H bei verschiedenen konstanten Temperaturen im Vergleich mit elektronischem Zwei-Band-Modell
- Dünnschichtprobe W39- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ mit Hall-Koeffizient R_H bei verschiedenen konstanten Temperaturen im Vergleich mit elektronischem Zwei-Band-Modell

7.2 Plattenförmige Fe_2VAL -Probe

Spezifischer Hall-Widerstand ρ_{xy} bei $T=const$, $d = 690\mu m$

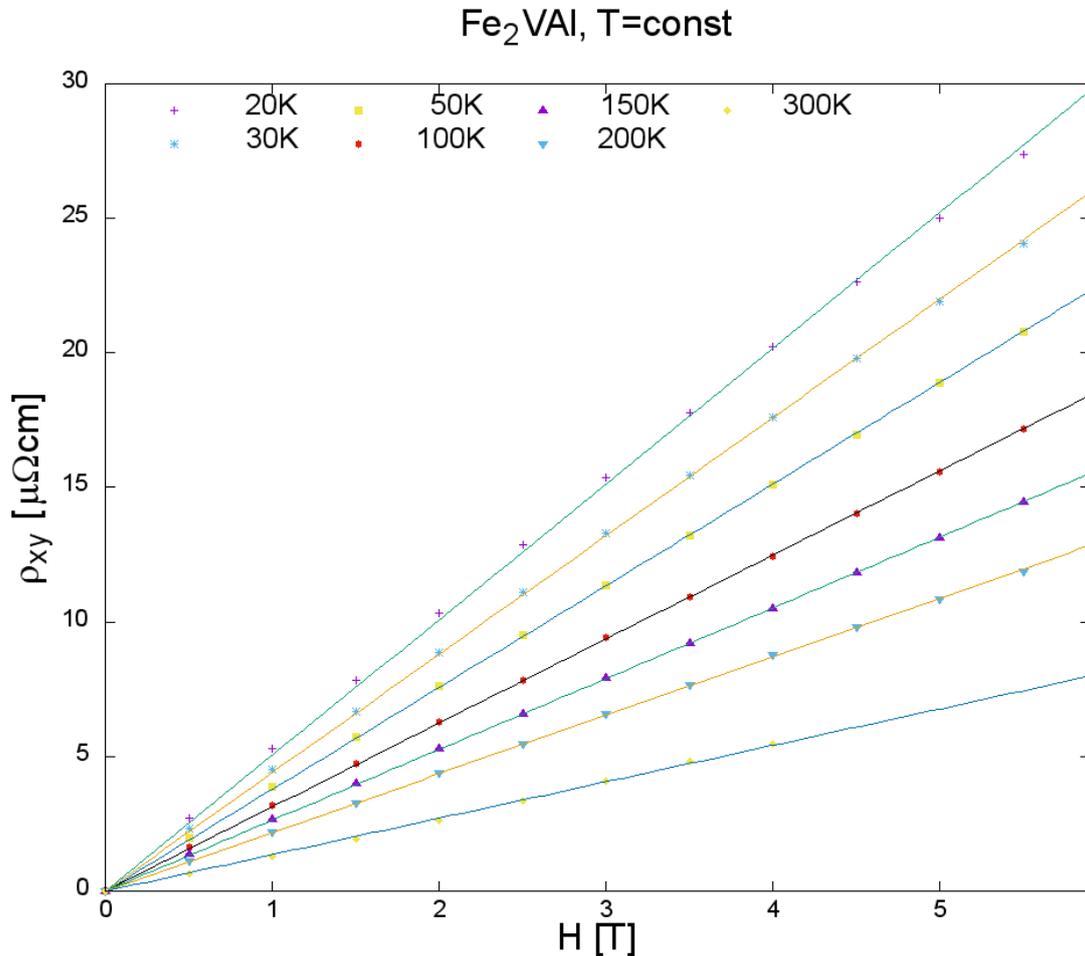


Abbildung 7.1: Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstandes $\rho_{xy} = R_{xy} \cdot d$ bei konstanten Temperaturen (färbige Symbole) der plattenförmigen Fe_2VAL -Probe mit Ein-Band-Fit (durchgezogene Linien).

Abbildung 7.1 zeigt für verschiedene Temperaturen (von 20 bis 300 K) die Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstandes $\rho_{xy}(H)$ der plattenförmigen Fe_2VAL -Probe. Für alle Temperaturen beobachtet man ein lineares Verhalten im Feldbereich bis etwa 6 T, sodass Analysen im Rahmen des elektronischen Ein-Band-Modells möglich sind. Hierbei wird mit folgender Gleichung gefittet: $\rho_{xy}(H) = k \cdot H$, wobei k die jeweilige Steigung darstellt. Es ist zu beobachten, dass k mit höherer Temperatur abnimmt. Diese lineare Feldabhängigkeit im Kontext des positiven Hall-Widerstandes führt zu Löchern als dominierende Ladungsträger.

7.3 Plattenförmige $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe

Spezifischer Hall-Widerstand ρ_{xy} bei $T=\text{const}$, $d = 310\mu\text{m}$

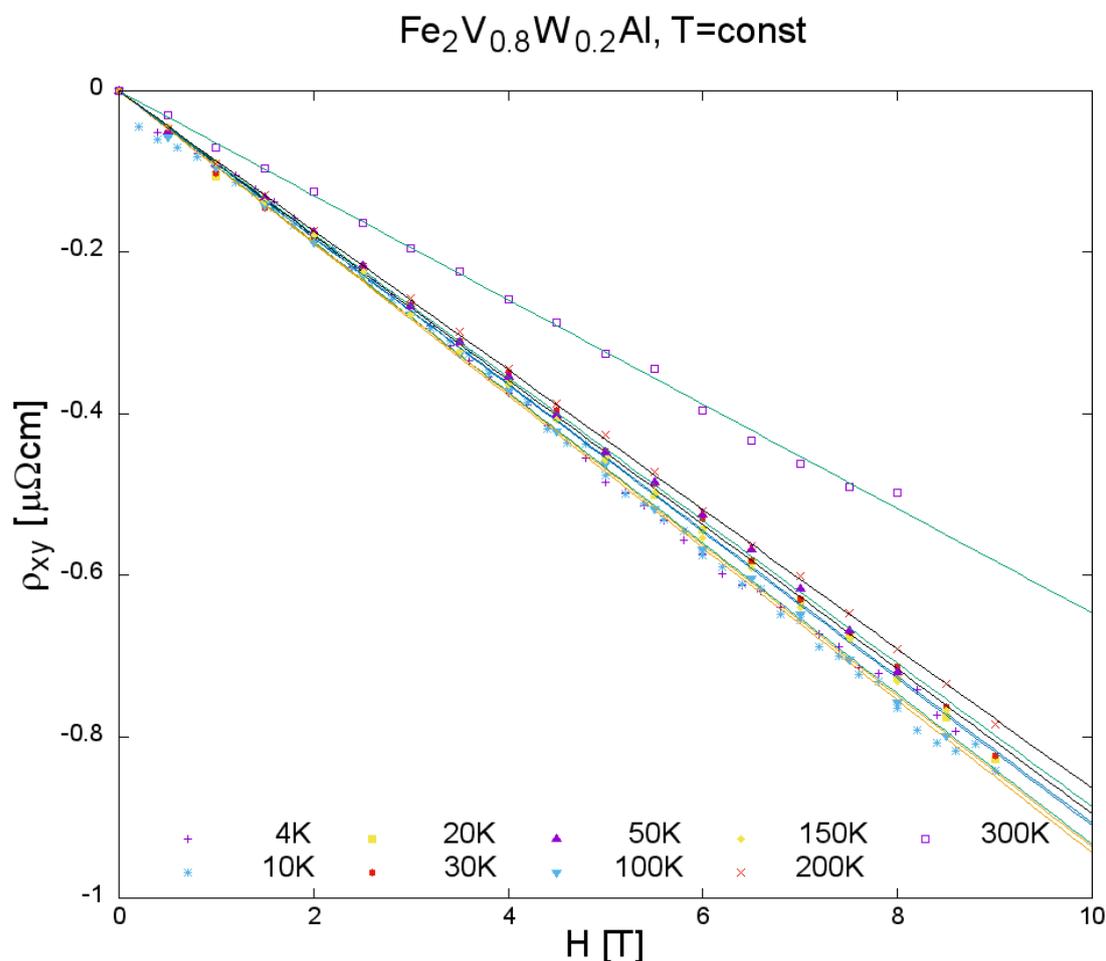


Abbildung 7.2: Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstandes $\rho_{xy} = R_{xy} \cdot d$ bei konstanten Temperaturen (färbige Symbole) der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe mit Ein-Band-Fit (durchgezogene Linien).

In Abbildung 7.2 lässt sich anhand des Verlaufes im gesamten Magnetfeldbereich erkennen, dass sich die Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstandes $\rho_{xy}(H)$ mit Hilfe eines elektronischen Ein-Band-Modells beschreiben lässt. Für alle Messreihen sind lineare Verläufe zu sehen, sodass mit folgender Gleichung gefittet werden kann: $\rho_{xy}(H) = k \cdot H$, wobei k die Steigung darstellt. Es lässt sich die Tendenz feststellen, dass k mit höherer Temperatur abnimmt, wobei dies bei der 300 K Messreihe deutlich zu erkennen ist. In Analogie zu Abbildung 7.1 wird auf Elektronen als primäre Ladungsträger geschlossen.

7.4 Dünnschichtprobe 02cW03

Hall-Koeffizient R_H bei $T=\text{const}$, $d = 0.5\mu\text{m}$

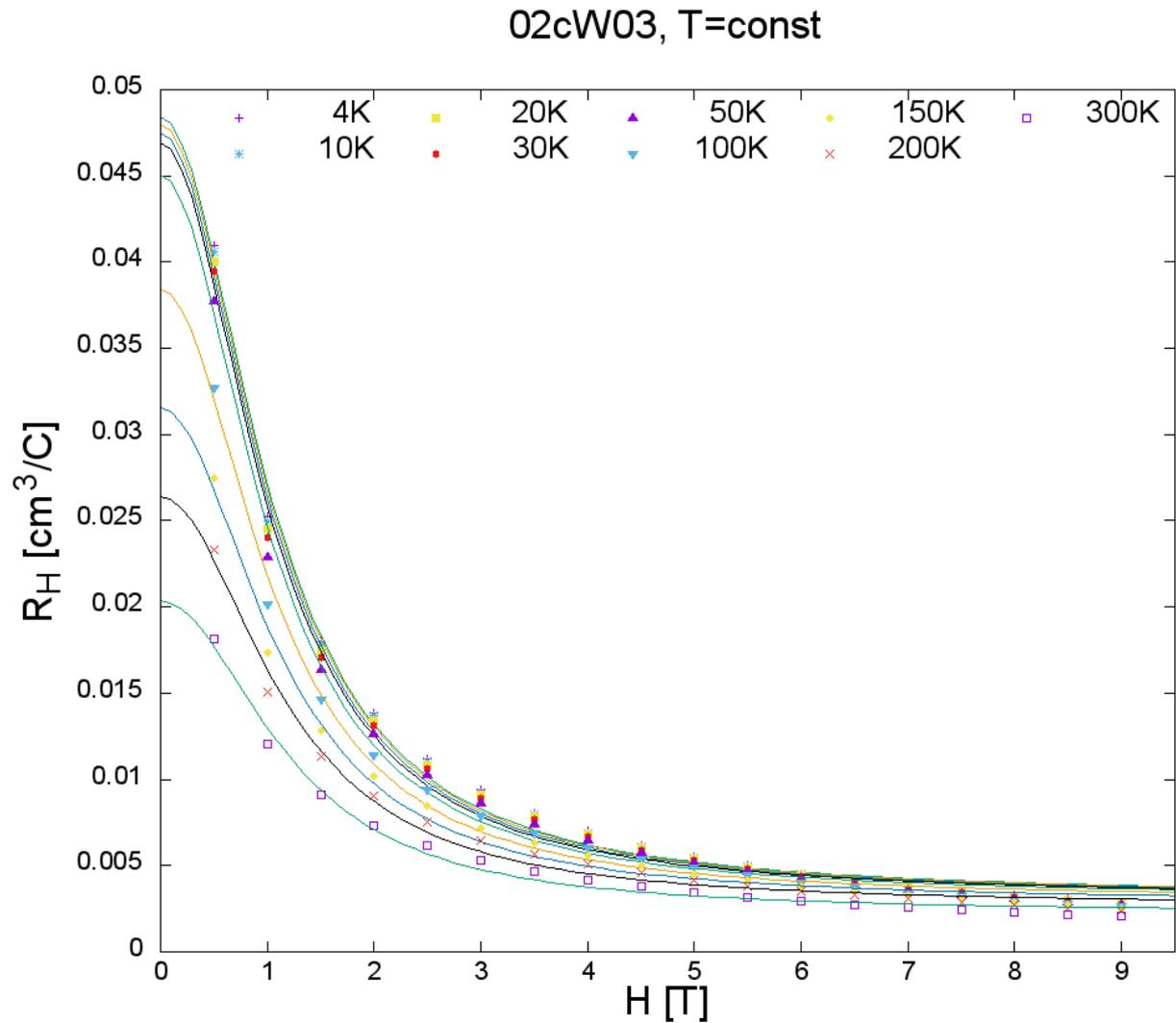


Abbildung 7.3: Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei verschiedenen konstanten Temperaturen (färbige Symbole) der Dünnschichtprobe 02cW03 mit elektronischem Zwei-Band-Fit (durchgehende Linien).

Abbildung 7.3 zeigt für verschiedene Temperaturen (von 4 bis 300 K) die Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten R_H für die Dünnschichtprobe 02cW03. Für alle Temperaturen wird ein nicht-lineares Verhalten beobachtet, sodass eine Analyse im Rahmen des elektronischen Zwei-Band-Modells möglich sein sollte. Hierbei wird die Analyse mit folgendem Modell durchgeführt: $R_H(H) = \frac{R_0 + R_\infty \cdot \mu_{ges}^2 \cdot H^2}{1 + \mu_{ges}^2 \cdot H^2}$.

Basierend auf diesem Modell von Chambers (Zwei-Band-Modell, siehe Abschnitt 3.4) wurden least-squares Fits an den experimentellen Daten in Abbildung 7.3 durchgeführt. Ergebnisse dieser Fits sind in Tabelle 7.1 summiert:

T[K]	$R_0[\frac{cm^3}{C}]$	$R_\infty[\frac{cm^3}{C}]$	$\mu_{ges}[\frac{m^2}{V.s}]$	$\rho_{xx}(0)[\mu\Omega cm]$
4	0.04842	0.00324	0.94071	361.236
10	0.04799	0.00322	0.94339	360.198
20	0.04748	0.00319	0.95131	359.814
30	0.04691	0.00316	0.96043	360.482
50	0.04502	0.00312	0.96805	363.511
100	0.03844	0.00302	0.93671	372.027
150	0.03153	0.00286	0.88794	378.624
200	0.02641	0.00267	0.85481	383.311
300	0.02036	0.00225	0.82662	389.229

Tabelle 7.1: Gefittete Zwei-Band-Parameter für Hall-Koeffizient-Messreihe von Dünnschichtprobe 02cW03.

Der gefittete Parameter für den Hall-Koeffizienten bei kleinen Magnetfeldern R_0 nimmt mit Erhöhung der Temperatur deutlich ab, wohingegen der Hall-Koeffizient bei hohen Magnetfeldern R_∞ beinahe konstant bleibt, beziehungsweise nur leicht abfällt. Die Gesamtmobilität μ_{ges} nimmt indes von 4 bis 50 K zu, danach verringert sie sich kontinuierlich. Der spezifische Widerstand der Probe ohne externem Magnetfeld $\rho_{xx}(0)$ besitzt ein Minimum bei etwa 20 K, steigt wiederum bei weiterer Temperaturerhöhung an. Dies ist in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den Beobachtungen in Abbildung 6.27.

In Abbildung 7.4 werden die temperaturabhängigen Verläufe der gefitteten Parameter aus Tabelle 7.1 dargestellt.

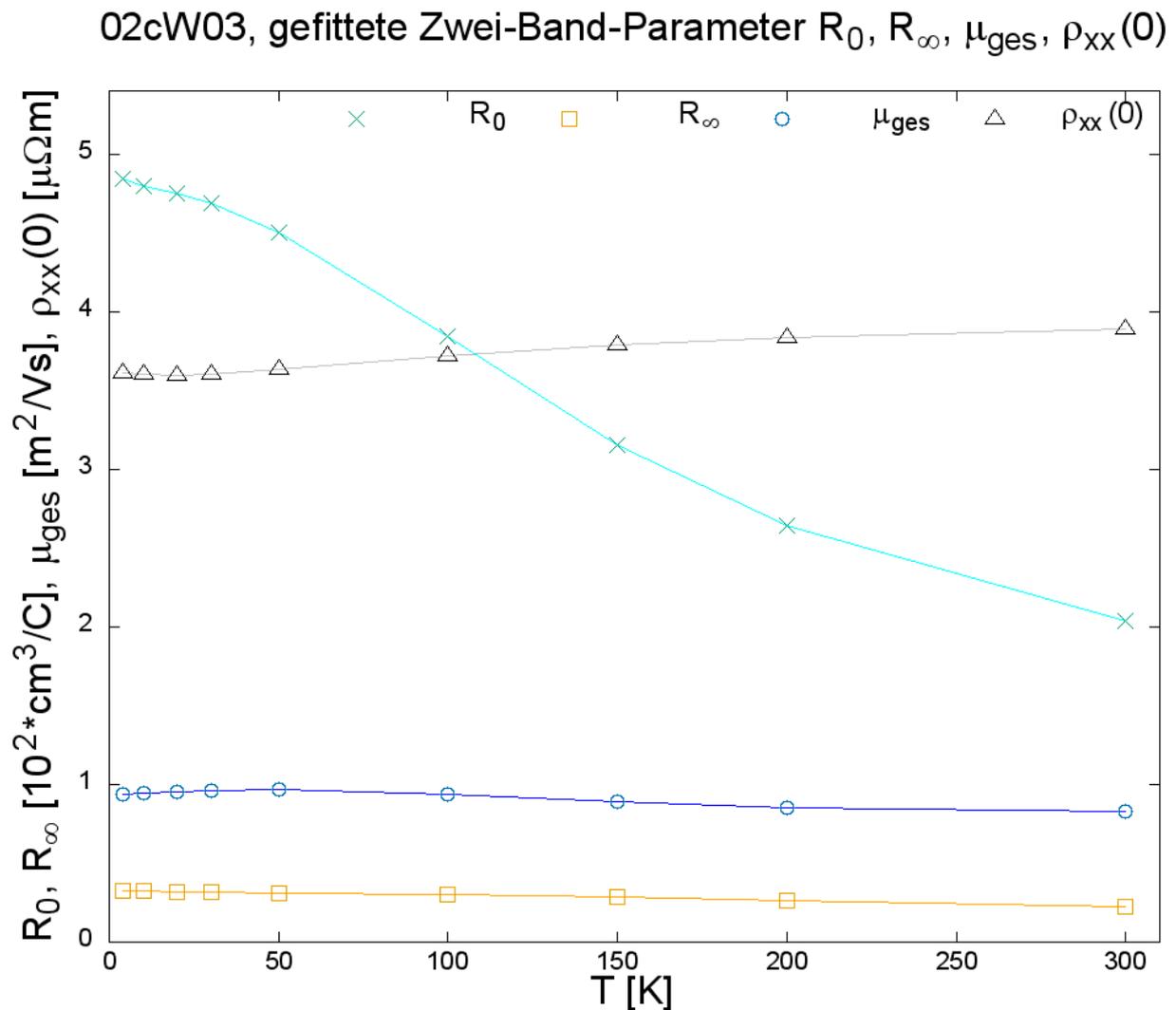


Abbildung 7.4: Temperaturabhängigkeit der Fit-Parameter des Zwei-Band-Modells der Dünnschichtprobe 02cW03.

Mit Hilfe der gefitteten Parameter konnten anhand der Formeln aus Abschnitt 3.4, die Beweglichkeiten, spezifischen Widerstände und Leitfähigkeiten, sowie die Hall-Koeffizienten der beiden Bänder kalkuliert werden, die allesamt in Tabelle 7.2 und Tabelle 7.3 aufgelistet sind.

T[K]	$k[\frac{m^2}{V \cdot s}]$	$\mu_1[\frac{m^2}{V \cdot s}]$	$\mu_2[\frac{m^2}{V \cdot s}]$	$\rho_1[\mu\Omega cm]$	$\sigma_1[\frac{1}{\mu\Omega m}]$	$\rho_2[\mu\Omega cm]$	$\sigma_2[\frac{1}{\mu\Omega m}]$
4	1.141	2.243	0.0376	612	0.163	882	0.113
10	1.138	2.238	0.0377	612	0.163	875	0.114
20	1.135	2.233	0.0378	616	0.162	865	0.116
30	1.131	2.224	0.0379	624	0.160	854	0.117
50	1.103	2.168	0.0383	645	0.155	833	0.120
100	0.985	1.931	0.0394	708	0.141	784	0.128
150	0.861	1.681	0.0399	784	0.128	733	0.136
200	0.772	1.504	0.0396	864	0.116	689	0.145
300	0.675	1.313	0.0364	1021	0.098	629	0.159

Tabelle 7.2: Kalkulierte Zwei-Band-Parameter μ_1 , μ_2 , ρ_1 , ρ_2 , σ_1 und σ_2 für Hall-Koeffizienten-Messreihe der Dünnschichtprobe 02cW03.

T[K]	$R_{H,1}[\frac{cm^3}{C}]$	$R_{H,2}[\frac{cm^3}{C}]$
4	13.72	0.332
10	13.70	0.330
20	13.76	0.327
30	13.87	0.323
50	13.99	0.319
100	13.67	0.309
150	13.17	0.292
200	13.00	0.273
300	13.41	0.229

Tabelle 7.3: Kalkulierte Zwei-Band-Parameter $R_{H,1}$ und $R_{H,2}$ für Hall-Koeffizienten der Dünnschichtprobe 02cW03.

In Abbildung 7.5 werden die temperaturabhängigen Verläufe der berechneten Zwei-Band-Parameter dargestellt.

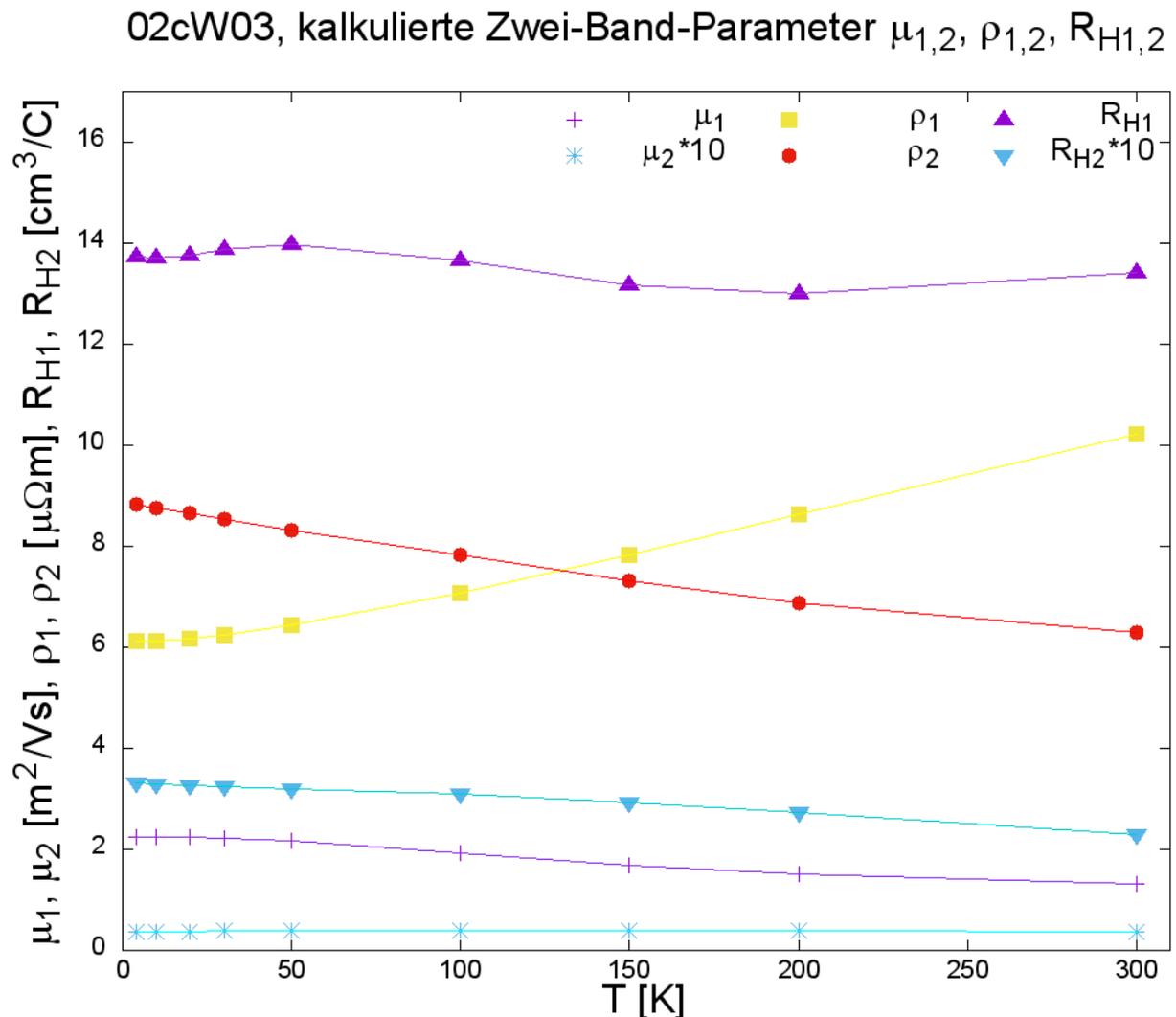


Abbildung 7.5: Temperaturabhängigkeit der kalkulierten Parameter des Zwei-Band-Modells von Dünnschichtprobe 02cW03.

Die Beweglichkeiten der beiden Bänder bleiben über den gesamten Temperaturbereich nahezu konstant, wobei μ_1 um zwei Größenordnungen größer ist als μ_2 (wurde für eine bessere Übersicht mit dem Faktor 10 multipliziert). Mit Erhöhung der Temperatur nähern sich die beiden Werte einander an. Die spezifischen Widerstände der zwei Bänder haben ein gegenläufiges Verhalten (ρ_1 steigt mit Temperaturerhöhung, ρ_2 hingegen fällt) und kreuzen sich bei etwa 130 K. Die Hall-Koeffizienten der beiden Bänder verlaufen ebenfalls über den gesamten Temperaturbereich nahezu konstant, wobei R_{H1} um zwei Größenordnungen größer ist als R_{H2} (wurde für eine bessere Übersicht mit dem Faktor 10 multipliziert).

7.5 Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al

Hall-Koeffizient R_H bei $T=\text{const}$, $d = 1.0\mu\text{m}$

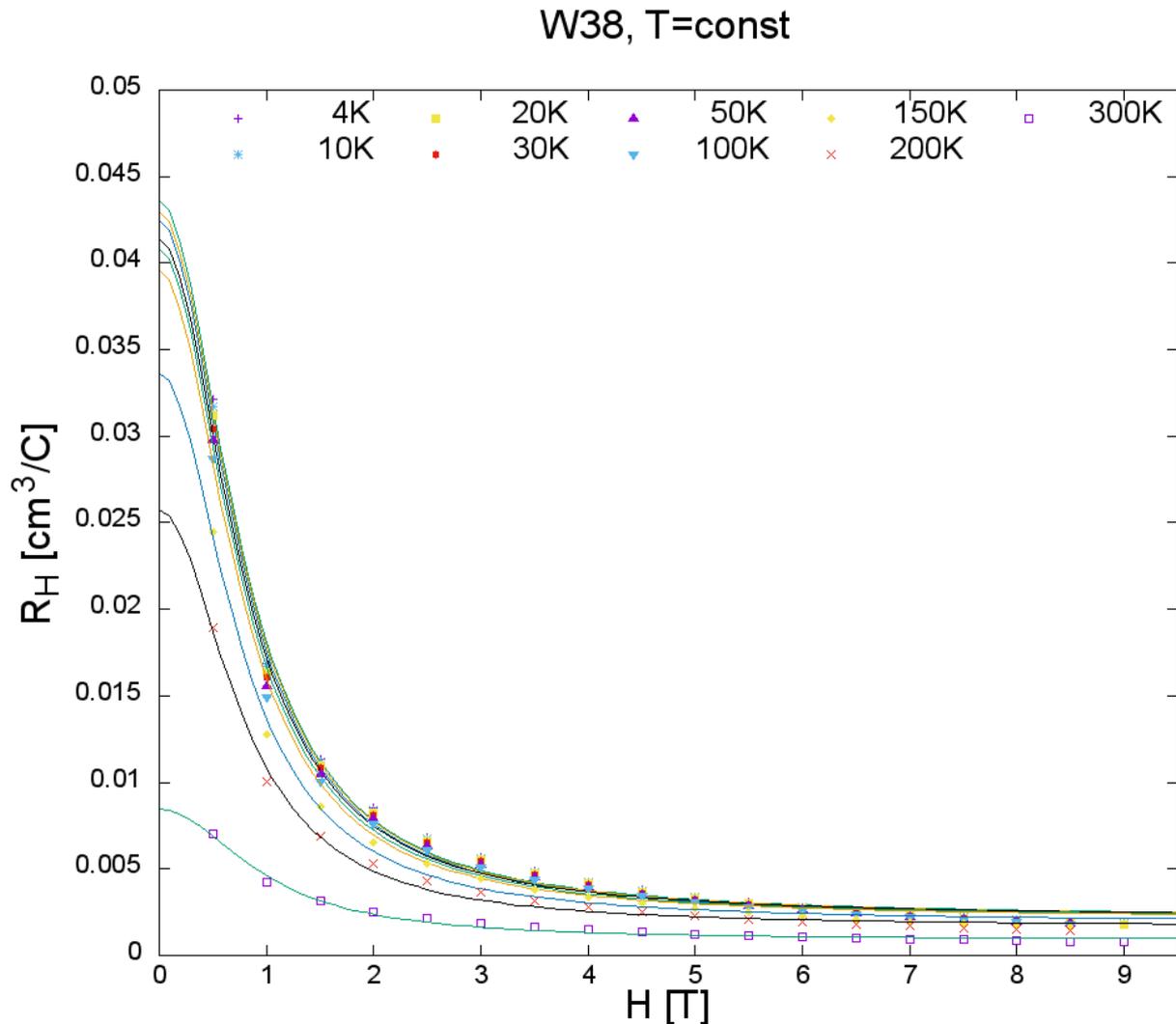


Abbildung 7.6: Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al (färbige Symbole) mit elektronischem Zwei-Band-Fit (durchgehende Linien).

Abbildung 7.6 zeigt für verschiedene Temperaturen (von 4 bis 300 K) die Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten R_H für die Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al. Für alle Temperaturen wird ein nicht-lineares Verhalten beobachtet, wodurch Analysen im Rahmen des elektronischen Zwei-Band-Modells erforderlich sind. Dabei wird mit folgendem Modell gefittet:
$$R_H(H) = \frac{R_0 + R_\infty \cdot \mu_{ges}^2 \cdot H^2}{1 + \mu_{ges}^2 \cdot H^2}.$$

Basierend auf diesem Modell von Chambers (Zwei-Band-Modell, siehe Abschnitt 3.4) wurden least-squares Fits an den experimentellen Daten von Abbildung 7.6 durchgeführt. Ergebnisse sind in Tabelle 7.4 summiert:

T[K]	$R_0[\frac{cm^3}{C}]$	$R_\infty[\frac{cm^3}{C}]$	$\mu_{ges}[\frac{m^2}{V.s}]$	$\rho_{xx}(0)[\mu\Omega cm]$
4	0.04364	0.00222	1.26375	344.92
10	0.04296	0.00219	1.26029	342.88
20	0.04245	0.00217	1.26823	341.04
30	0.04139	0.00221	1.26749	340.08
50	0.04083	0.00216	1.28695	338.33
100	0.03961	0.00213	1.30088	333.15
150	0.03367	0.00192	1.30079	329.13
200	0.02573	0.00166	1.27408	326.58
300	0.00844	0.00089	1.01143	306.78

Tabelle 7.4: Gefittete Zwei-Band-Parameter für Hall-Koeffizient-Messreihe der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al.

Der gefittete Parameter für kleine Magnetfelder R_0 nimmt mit Erhöhung der Temperatur deutlich ab, wohingegen der Hall-Koeffizient für hohe Magnetfelder R_∞ konstant bleibt beziehungsweise nur leicht abfällt. Die Gesamtmobilität μ_{ges} nimmt indes von 4 bis 150 K zu und fällt zwischen 200 und 300 K stark ab. Der spezifische Widerstand der Probe ohne externen Magnetfeld $\rho_{xx}(0)$ verringert sich mit steigender Temperatur, das in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Abbildung 6.33 und Abbildung 6.34 liegt. Diese Korrespondenz zeigt auch, dass das Chambers Modell in der Lage ist, komplexe Sachverhalte zufriedenstellend zu beschreiben.

In Abbildung 7.7 werden die temperaturabhängigen Verläufe der gefitteten Parameter aus Tabelle 7.4 dargestellt.

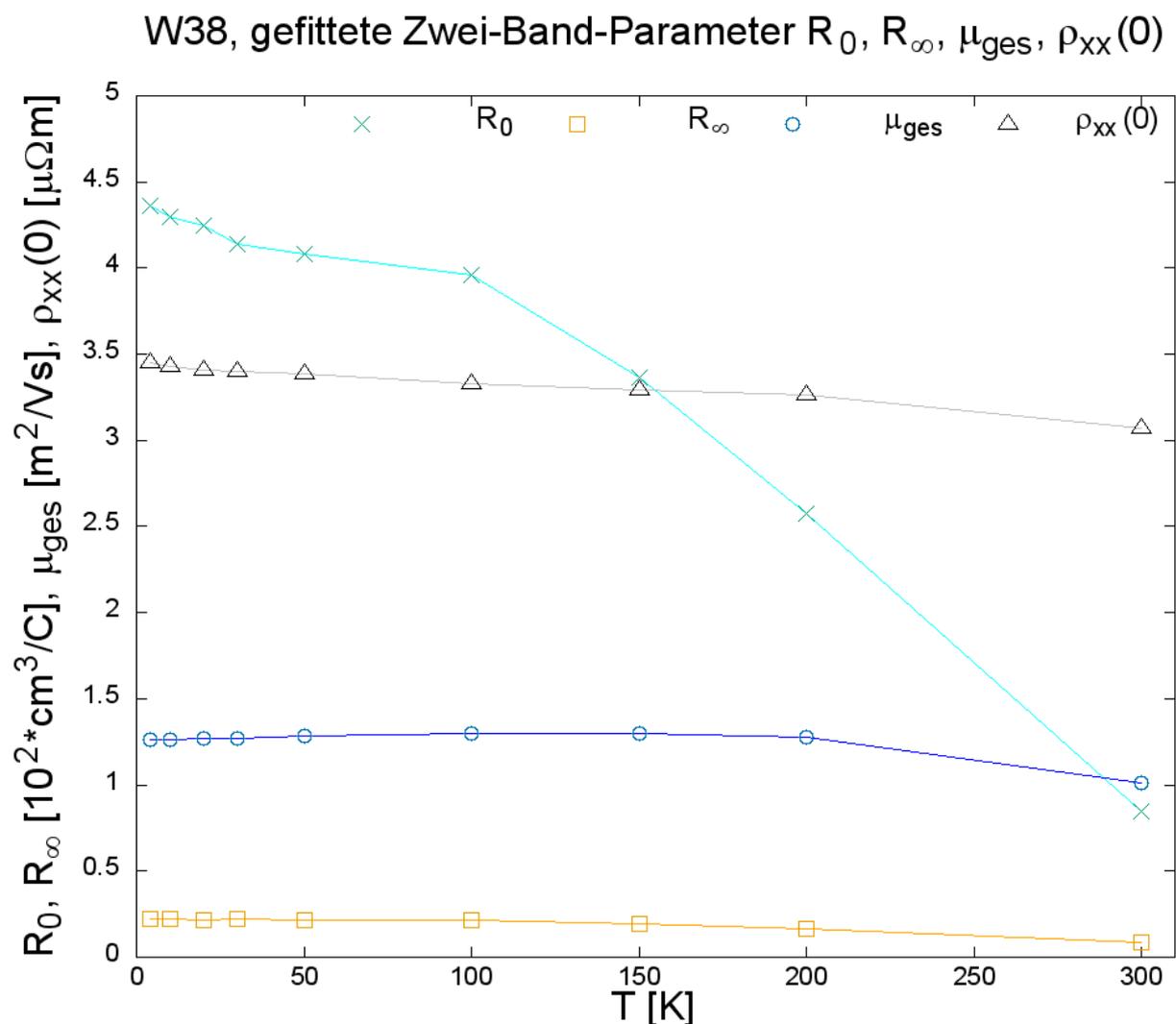


Abbildung 7.7: Temperaturabhängigkeit der Fit-Parameter des Zwei-Band-Modells der Dünnschichtprobe W38- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$.

Mit Hilfe der gefitteten Parameter konnten, anhand der Gleichungen aus Abschnitt 3.4, die Beweglichkeiten, spezifischen Widerstände und Leitfähigkeiten sowie die Hall-Koeffizienten der beiden Bänder bestimmt werden, die gemeinsam in Tabelle 7.5 und Tabelle 7.6 aufgelistet sind.

T[K]	$k[\frac{m^2}{V \cdot s}]$	$\mu_1[\frac{m^2}{V \cdot s}]$	$\mu_2[\frac{m^2}{V \cdot s}]$	$\rho_1[\mu\Omega cm]$	$\sigma_1[\frac{1}{\mu\Omega m}]$	$\rho_2[\mu\Omega cm]$	$\sigma_2[\frac{1}{\mu\Omega m}]$
4	1.264	2.496	0.0326	689	0.145	690	0.145
10	1.257	2.481	0.0324	688	0.145	684	0.146
20	1.256	2.480	0.0325	689	0.145	676	0.148
30	1.242	2.451	0.0336	695	0.144	666	0.150
50	1.247	2.460	0.0334	700	0.143	655	0.153
100	1.245	2.456	0.0339	699	0.143	637	0.157
150	1.162	2.291	0.0331	751	0.133	586	0.171
200	1.031	2.030	0.0319	863	0.116	525	0.190
300	0.643	1.263	0.0232	1510	0.066	385	0.260

Tabelle 7.5: Kalkulierte Zwei-Band-Parameter μ_1 , μ_2 , ρ_1 , ρ_2 , σ_1 und σ_2 für Hall-Koeffizient-Messreihe der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al.

T[K]	$R_{H,1}[\frac{cm^3}{C}]$	$R_{H,2}[\frac{cm^3}{C}]$
4	17.21	0.225
10	17.06	0.222
20	17.08	0.220
30	17.03	0.224
50	17.22	0.219
100	17.16	0.216
150	17.19	0.194
200	17.52	0.168
300	19.08	0.089

Tabelle 7.6: Kalkulierte Zwei-Band-Parameter $R_{H,1}$ und $R_{H,2}$ für Hall-Koeffizienten der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al.

In Abbildung 7.8 werden die temperaturabhängigen Verläufe der aus dem Zwei-Band-Modell erhaltenen Parameter dargestellt.

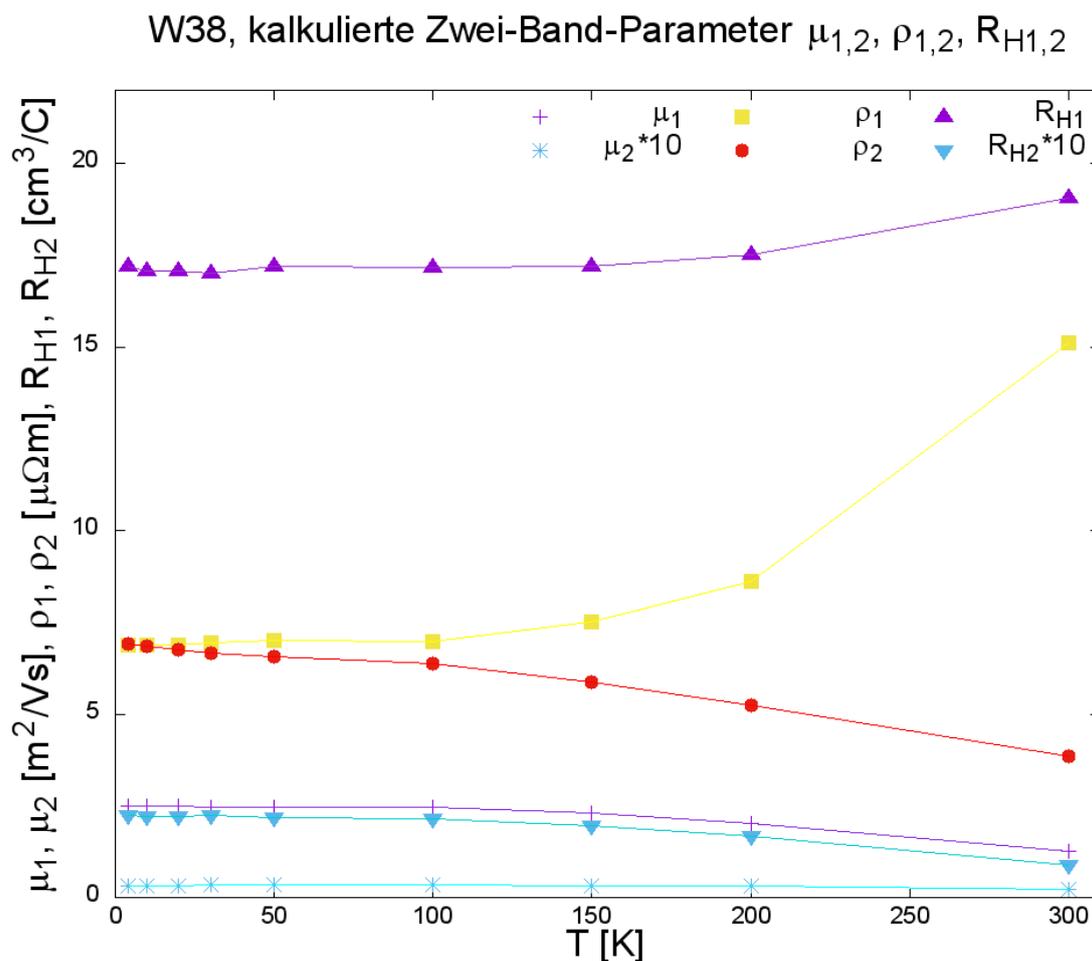


Abbildung 7.8: Temperaturabhängigkeit der berechneten Parameter des Zwei-Band-Modells der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al.

Die Beweglichkeiten der beiden Bänder der Dünnschichtprobe W38 bleiben im Temperaturbereich von 4 bis 100 K nahezu konstant, wobei μ_1 um zwei Größenordnungen größer ist als μ_2 (wurde für eine bessere Übersicht mit dem Faktor 10 multipliziert). Mit Erhöhung der Temperatur (ab 100 K) nähern sich die beiden Werte einander an, weil μ_1 deutlich abfällt (bei 300 K tritt eine Halbierung des 4K-Wertes). Die spezifischen Widerstände der zwei Bänder besitzen bei 4 K den nahezu gleichen Wert, haben aber bei weiterer Temperaturerhöhung ein gegenläufiges Verhalten (ρ_1 steigt, ρ_2 fällt) und liegen bei 300 K um etwa den vierfachen Wert auseinander. Die Hall-Koeffizienten der beiden Bänder verlaufen im Temperaturbereich von 4 bis 150 K nahezu konstant, wobei R_{H1} um zwei Größenordnungen größer ist als R_{H2} (wurde für eine bessere Übersicht mit dem Faktor 10 multipliziert). Ab etwa 150 K bis 300 K entfernen sich die Hall-Konstanten von einander, wobei R_{H1} mit der Temperatur steigt und R_{H2} fällt.

7.6 Dünnschichtprobe W39- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$

Hall-Koeffizient R_H bei $T=\text{const}$, $d = 0.5\mu\text{m}$

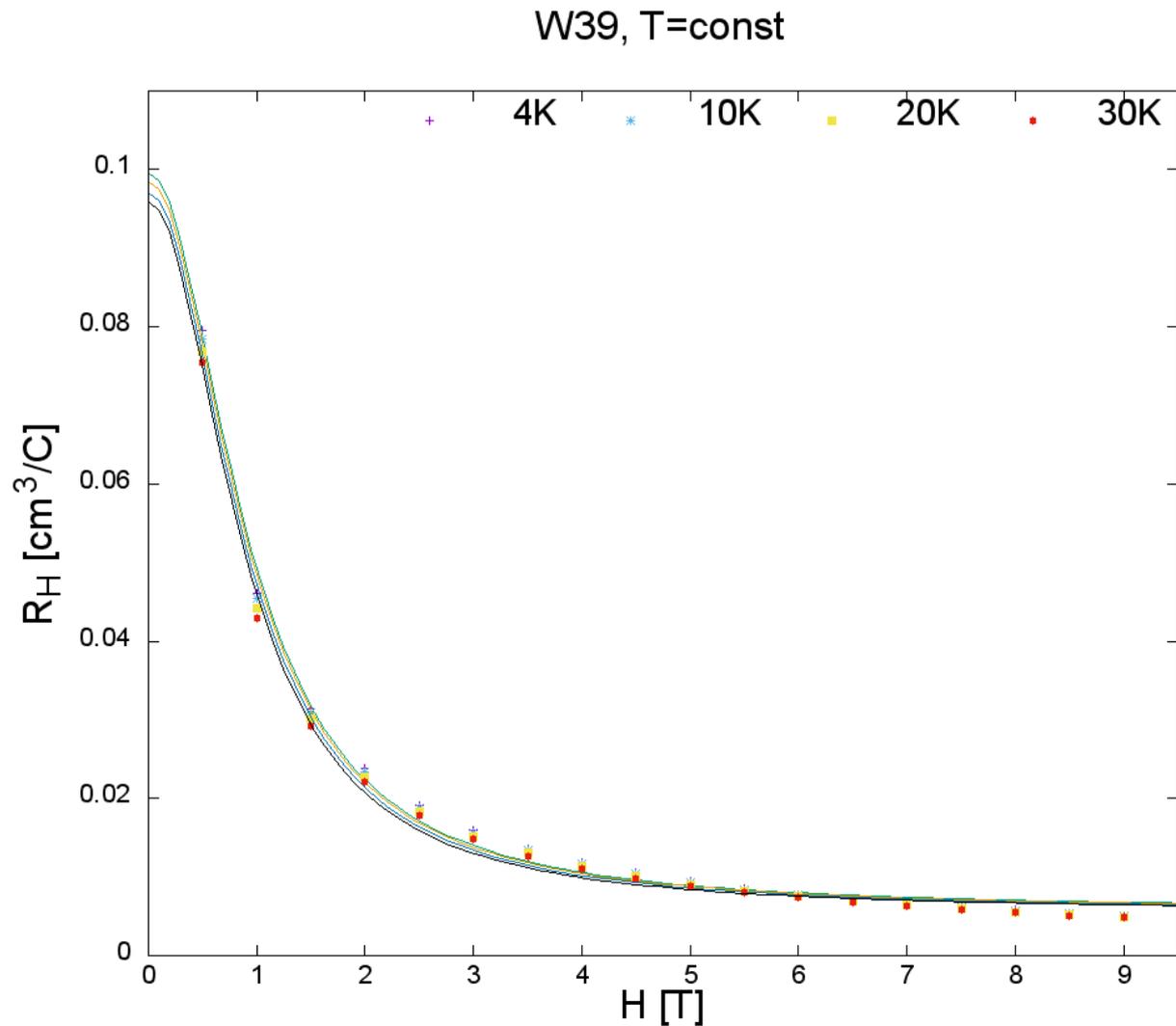


Abbildung 7.9: Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W39- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ (färbige Symbole) mit elektronischem Zwei-Band-Fit (durchgehende Linien).

Abbildung 7.9 zeigt für verschiedene Temperaturen (von 4 bis 30 K) die Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten R_H der Dünnschichtprobe W39- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$. Für alle Temperaturen wird ein nicht-lineares Verhalten mit einer starken Abnahme um etwa den Faktor 10 beobachtet. Dabei treten aufgrund des kleineren Temperaturbereichs kaum Änderungen bei den verschiedenen Temperaturen auf. Die starke Nichtlinearität des Hall-Koeffizienten erfordert jedenfalls Analysen außerhalb des Standardmodells. Es wird daher folgendes Modell

verwendet: $R_H(H) = \frac{R_0 + R_\infty \cdot \mu_{ges}^2 \cdot H^2}{1 + \mu_{ges}^2 \cdot H^2}$. Basierend auf dieser Gleichung (Zwei-Band-Modell, siehe Abschnitt 3.4) wurden least-squares Fits an den experimentellen Daten von Abbildung 7.9 durchgeführt. Ergebnisse sind in Tabelle 7.7 summiert:

T[K]	$R_0 [\frac{cm^3}{C}]$	$R_\infty [\frac{cm^3}{C}]$	$\mu_{ges} [\frac{m^2}{V \cdot s}]$	$\rho_{xx}(0) [\mu\Omega cm]$
4	0.09959	0.00581	1.07742	532.04
10	0.09849	0.00575	1.08267	529.72
20	0.09712	0.00566	1.09702	528.23
30	0.09589	0.00557	1.11196	528.37

Tabelle 7.7: Gefittete Zwei-Band-Parameter für Hall-Koeffizient-Messreihe der Dünnschichtprobe W39-Fe₂V_{0,8}W_{0,2}Al.

Der gefittete Parameter für kleine Magnetfelder R_0 nimmt mit Temperaturerhöhung ab, wohingegen der Hall-Koeffizient für hohe Magnetfelder R_∞ nahezu konstant bleibt. Die Gesamtmobilität μ_{ges} nimmt mit steigender Temperatur zu. Der spezifische Widerstand der Probe ohne externen Magnetfeld $\rho_{xx}(0)$ verringert sich hingegen mit höherer Temperatur.

In Abbildung 7.10 werden die temperaturabhängigen Verläufe der gefitteten Parameter aus Tabelle 7.7 dargestellt.

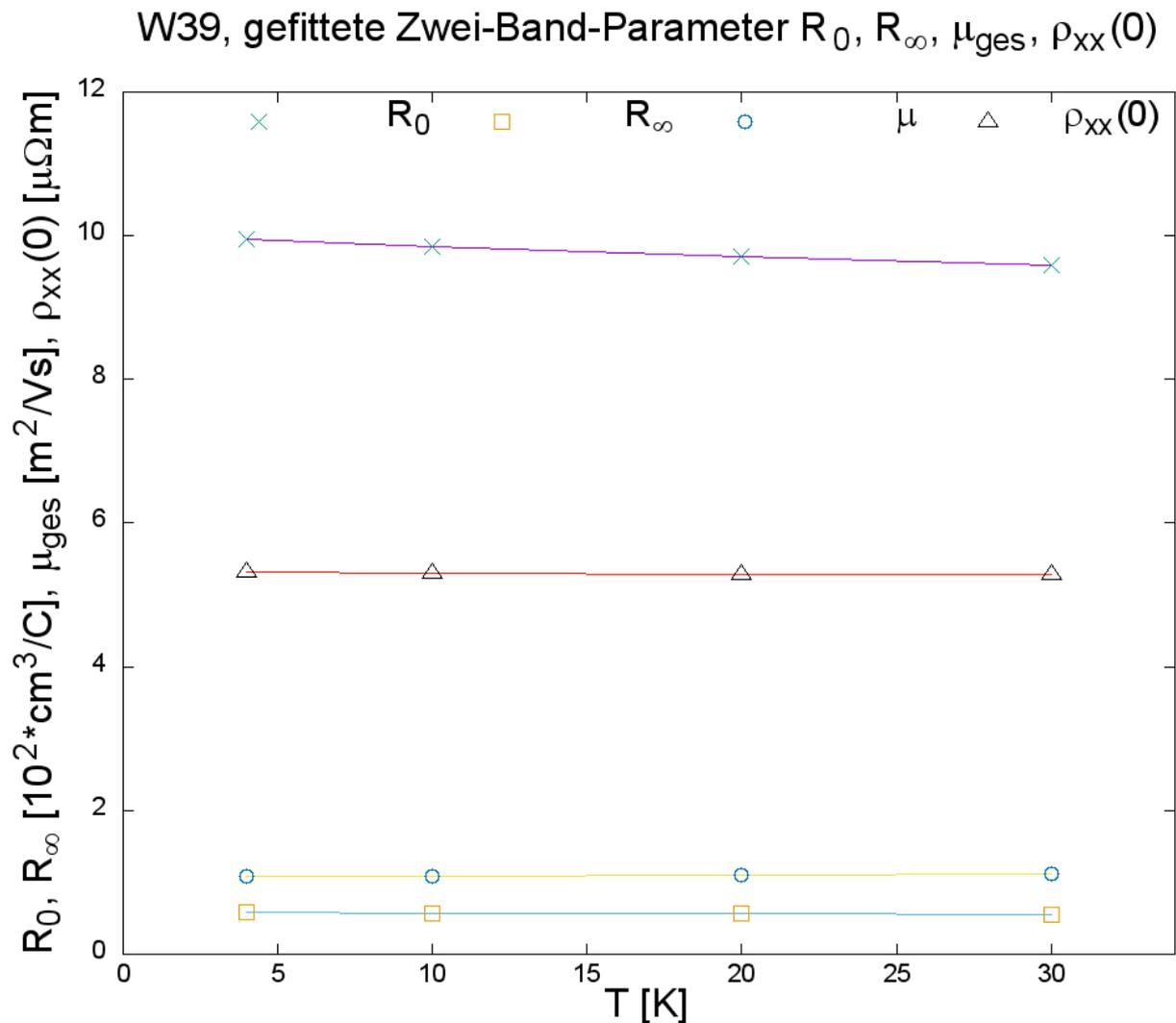


Abbildung 7.10: Temperaturabhängigkeit der Fit-Parameter des Zwei-Band-Modells der Dünnschichtprobe W39- $Fe_2V_{0.8}W_{0.2}Al$.

Mit Hilfe der gefitteten Parameter konnten anhand der Formeln aus Abschnitt 3.4, die Beweglichkeiten, spezifischen Widerstände und Leitfähigkeiten, sowie die Hall-Koeffizienten der beiden Bänder identifiziert werden. Die relevanten Parameter sind in Tabelle 7.8 und Tabelle 7.9 aufgelistet.

T[K]	$k[\frac{m^2}{V \cdot s}]$	$\mu_1[\frac{m^2}{V \cdot s}]$	$\mu_2[\frac{m^2}{V \cdot s}]$	$\rho_1[\mu\Omega cm]$	$\sigma_1[\frac{1}{\mu\Omega m}]$	$\rho_2[\mu\Omega cm]$	$\sigma_2[\frac{1}{\mu\Omega m}]$
4	1.475	2.909	0.0404	833	0.120	1472	0.068
10	1.471	2.901	0.0405	833	0.120	1454	0.069
20	1.468	2.895	0.0406	839	0.119	1427	0.070
30	1.463	2.886	0.0406	847	0.118	1403	0.071

Tabelle 7.8: Kalkulierte Zwei-Band-Parameter μ_1 , μ_2 , ρ_1 , ρ_2 , σ_1 und σ_2 für Hall-Koeffizient-Messreihe der Dünnschichtprobe W39-Fe₂V_{0,8}W_{0,2}Al.

T[K]	$R_{H,1}[\frac{cm^3}{C}]$	$R_{H,2}[\frac{cm^3}{C}]$
4	24.24	0.595
10	24.18	0.589
20	24.28	0.580
30	24.46	0.570

Tabelle 7.9: Kalkulierte Zwei-Band-Parameter $R_{H,1}$ und $R_{H,2}$ für Hall-Koeffizienten der Dünnschichtprobe W39-Fe₂V_{0,8}W_{0,2}Al.

In Abbildung 7.11 werden die temperaturabhängigen Verläufe der kalkulierten Zwei-Band-Parameter dargestellt.

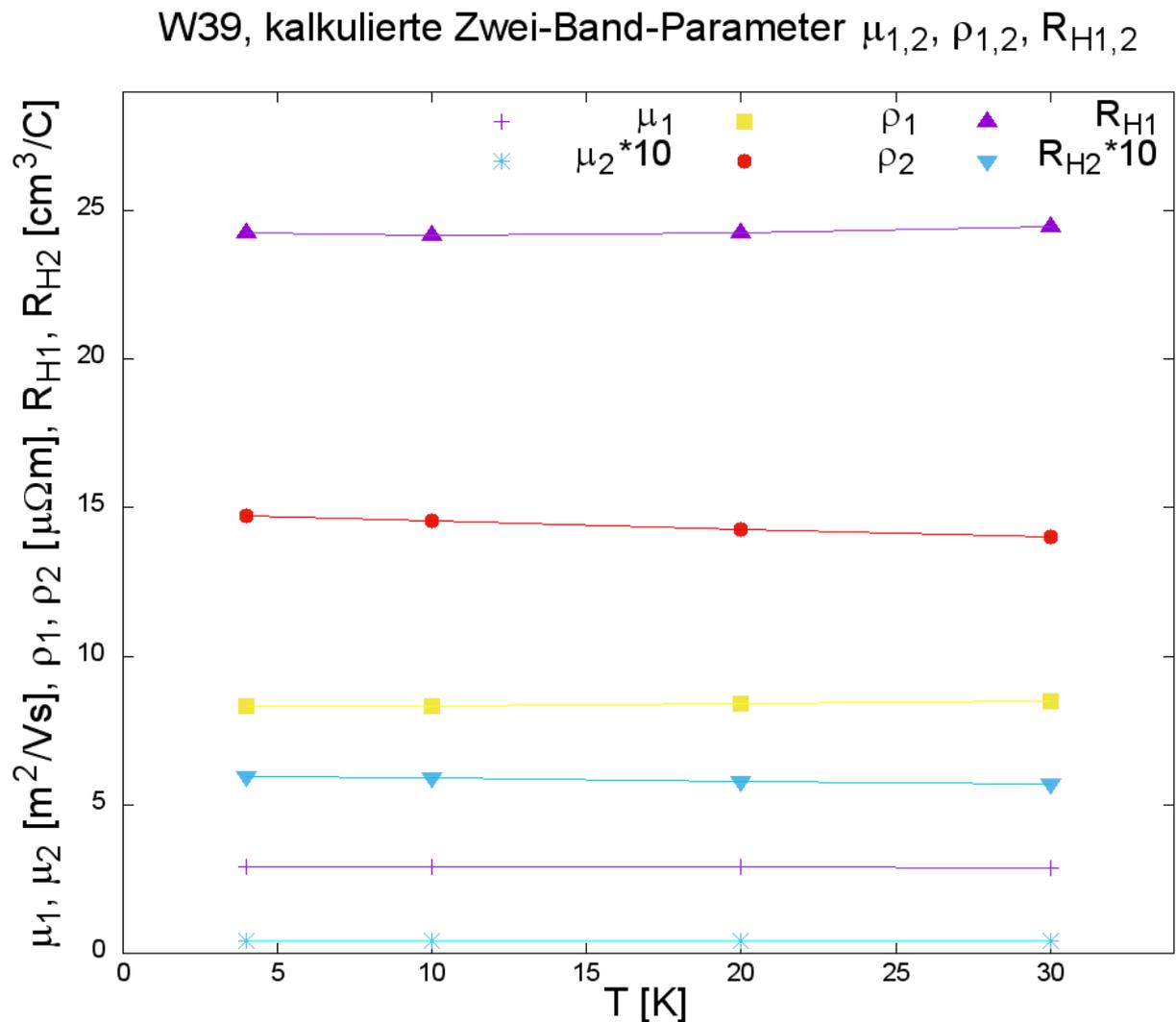


Abbildung 7.11: Temperaturabhängigkeit der kalkulierten Parameter des Zwei-Band-Modells der Dünnschichtprobe W39- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$.

Die Beweglichkeiten der beiden Bänder bleiben im vorliegenden beschränkten Temperaturbereich weitgehend konstant, wobei μ_1 betragsmäßig um zwei Größenordnungen größer ist als μ_2 (wurde, sowie R_{H2} , für eine bessere Übersicht mit dem Faktor 10 multipliziert). Die spezifischen Widerstände der zwei Bänder nähern sich mit der Temperaturerhöhung an. Die Hall-Koeffizienten der beiden Bänder verlaufen im Temperaturbereich von 4 bis 30 K ebenfalls nahezu konstant.

Kapitel 8

Conclusio

Im Rahmen dieser Arbeit wurden auf der Heusler-Verbindung Fe_2VAl basierende Proben bezüglich deren thermischen und magnetischen Eigenschaften, wie zum Beispiel des spezifischen elektrischen Widerstandes, des Hall-Widerstandes oder Hall-Koeffizienten, untersucht und analysiert. Es stellte sich heraus, dass sich die plattenförmigen Proben (Dicken von $310\ \mu\text{m}$ und $690\ \mu\text{m}$) näherungsweise mit Hilfe des elektronischen Ein-Band-Modells beschreiben lassen und für die Dünnschichtproben (Dicken von $500\ \text{nm}$ und $1000\ \text{nm}$) eine elektronische Zwei-Band-Struktur naheliegend ist.

Im Folgenden werden die gruppierten Resultate (quaderförmige, plattenförmige und Dünnschichtproben) zusammengefasst, sowie ein Vergleich mit der Messstation HERMES aufgestellt. Abschließend werden weitere Vorgehensweisen im Ausblick vorgeschlagen.

8.1 Resultate

Quaderförmige Proben (Dicken von rund $1\ \text{mm}$)

Für quaderförmige Proben, $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ und $\text{Fe}_2\text{V}_{0.9}\text{W}_{0.1}\text{Al}$, sind jeweils geringe **Magnetfeldabhängigkeiten des spezifischen Widerstands** gemessen worden, wobei zwischen 100 und $150\ \text{K}$ Übergänge vom negativen zum positiven Magnetowiderstand auftreten. $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ weist lokale Minima in der **Feldabhängigkeit des relativen spezifischen Widerstands** im Bereich von 5 bis $7\ \text{T}$ bei den 4 bis $30\ \text{K}$ Messreihen auf, sowie auch bei der **Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands** im Bereich von 15 und $20\ \text{K}$ bei allen Messungen von 0 bis $9\ \text{T}$. Die $\text{Fe}_2\text{V}_{0.9}\text{W}_{0.1}\text{Al}$ -Probe weist hingegen fast lineare Anstiege in der Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands der 1 bis $9\ \text{T}$ Messreihen auf, die im Allgemeinen einen Hinweis auf eine starke Wechselwirkung von Leitungselektronen mit Spinfluktuationen liefern. Bei der Messreihe mit $0\ \text{T}$ ist dagegen eine leichte Wellenform von 10 bis $30\ \text{K}$ zu beobachten, was Rückschlüsse auf ein mögliches Auftreten schwacher magnetischer Ordnung vermuten lässt. Weiters ist auffällig, dass bei beiden Proben die Abstände der Messreihen bei Temperaturerhöhung einander geringer werden.

Plattenförmige Proben (Dicken von 310 μm und 690 μm)

Die **Magnetfeldabhängigkeit des spezifischen Widerstands** zeigt für die plattenförmigen Proben von Fe_2VAl und $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ unterschiedliche Verhaltensweisen, weil Erstere bei Temperaturerhöhung von 4 bis 300 K abfällt und Zweitere ansteigt. Die nicht W-dotierte Probe weist somit ein ausgeprägtes halbleiterähnliches Verhalten auf. Im Vergleich zur quaderförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe wird im Rahmen dieser Messreihen bei der plattenförmigen Probe ein um 70 Prozent höherer spezifischer Widerstand gemessen. Für die **Feldabhängigkeit des relativen spezifischen Widerstands** sind für Fe_2VAl fast lineare Verläufe zu erkennen und selbst bei höheren Temperaturen von 300 K stellt sich kein positiver Magnetowiderstand ein, ganz im Gegenteil zur $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe, die die gleichen Charakteristika zur quaderförmigen Probe aufweist. Für **Temperaturabhängigkeiten der spezifischen Widerstände** sind gemeinsame Verhaltensmuster der beiden Proben ersichtlich, weil sie jeweils mit der Erhöhung der Magnetfeldstärke abnehmen und sich die Messreihen bei Temperaturerhöhung einander annähern. Letzteres war auch schon bei den quaderförmigen Proben der Fall. Der **feldabhängige Hall-Widerstand** nimmt bei beiden Proben mit der Temperaturerhöhung ab, wenn für die $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe der Absolutbetrag herangezogen wird. Da bei dieser Probe ein negatives Vorzeichen in den Messungen aufscheint, lässt es die Vermutung zu, dass Elektronen die dominanten Ladungsträger sind. Für die Fe_2VAl -Probe ist hingegen davon auszugehen, dass die dominierenden Ladungsträger die Löcher sind. Die **feldabhängigen spezifischen Hall-Widerstände** weisen bei beiden Proben lineare Verläufe auf, weshalb sie in guter Näherung mit einem elektronischen Ein-Band-Modell analysiert werden können. Für **feldabhängige Hall-Koeffizienten** sind bei den Messreihen von 20 bis 300 K ab etwa 1 T jeweils nahezu konstante Verläufe zu erkennen, von 0 bis 1 T jedoch deutliche Abfälle bzw Anstiege. Je höher die Temperatur, desto geringer fällt der betragsmäßige feldabhängige Hall-Widerstand aus. Die Berechnung der jeweiligen **Ladungsträgerdichten** ergab bei beiden Proben einen Anstieg mit der Temperatur. Für die **Beweglichkeit der Ladungsträger** wurden dagegen Abnahmen mit der Temperaturerhöhung analysiert.

Dünnschichtige Proben (Dicken von 500 nm und 1000 nm)

Die **Feldabhängigkeit des spezifischen Widerstands** weist insofern einen Unterschied im Verhalten zwischen der 02cW03-Probe und den W38- bzw W39-Proben auf, weil Erstere mit der Temperatur ansteigt und die beiden Letzteren abfallen. Für **Feldabhängigkeiten des relativen spezifischen Widerstands** treten bei allen Dünnschichtproben nur negative Magnowiderstände auf, wobei bei den W38- und W39-Proben bemerkenswert ist, dass die Abhängigkeiten mit Temperaturerhöhung zunehmen, welches im Kontrast zu allen bisherigen Proben steht. Der **temperaturabhängige spezifische Widerstand** zeigt für die 02cW03-Probe ausgeprägte Minima an, wobei sich diese bei höheren Magnetfeldstärken zu niedrigeren Temperaturen verschieben. Für die W38-Probe fällt hingegen der temperaturabhängige spezifische Widerstand für alle Magnetfeldstärken kontinuierlich ab. Bei beiden Proben nimmt der spezifische Widerstand mit Erhöhung der Magnetfeld-

stärke ab. Die **feldabhängigen Hall-Widerstände** der drei Proben weisen alle bei den 4K- bis 30K-Messreihen Maxima im Bereich von 2.5 bis 3 T auf. Je höher die Temperatur eingestellt wird, desto mehr flachen die Maxima ab, bis sie schlussendlich ab 100 K verschwinden. Ebenso ist bei den Dünnschichtproben zu sehen, dass der feldabhängige Hall-Widerstand mit der Temperaturerhöhung abnimmt und sich die einzelnen Messreihen bei höheren Magnetfeldstärken einander annähern. Da auch hier nur positive Hall-Widerstände auftreten, ist davon auszugehen, dass jeweils Löcher die dominanten Ladungsträger in diesem Temperaturbereich darstellen. Sowohl bei der 02cW03-Probe, als auch bei den W38- und W39-Proben sind nicht-lineare Verläufe des **feldabhängigen spezifischen Hall-Widerstandes** zu erkennen, weshalb eine zielführende Beschreibung mit Hilfe einer elektronischen Ein-Band-Struktur nicht möglich ist. Für **feldabhängige Hall-Koeffizienten** sind bei allen Dünnschichtproben deutliche Abfälle bis 5 T ersichtlich, die im Anschluss in einen linearen Verlauf übergehen. Auch hier tritt das Phänomen auf, dass der Hall-Koeffizient abnimmt, je höher die Temperatur eingestellt wird und sich die einzelnen Messreihen einander annähern, je höher die Magnetfeldstärke ist.

Vergleich mit HERMES-Station und sonstige Proben

Für die elektronischen und magnetischen Parameter, sowie Analysen zu den Ladungsträgerdichten und -beweglichkeiten der genannten Proben im ^4He -Kryostaten treten überwiegend gute Übereinstimmungen (1 bis 10 Prozent Abweichung) mit den Messergebnissen der HERMES-Station auf. Nur der feldabhängige Hall-Koeffizient der plattenförmigen Fe_2VAl -Probe weist deutliche Unterschiede auf.

Zusätzlich zu den zuvor erwähnten Proben wurden noch weitere bei Raumtemperatur in der HERMES-Station untersucht: eine plattenförmige $\text{Fe}_2\text{V}_{0.95}\text{W}_{0.05}\text{Al}$ -Probe sowie die Dünnschichtproben 02cW11 und 02cW14. Bei diesen konnten positive Hall-Widerstände, als auch -Koeffizienten gemessen werden, sodass jeweils Löcher als wichtigste Ladungsträger identifiziert werden können.

8.2 Ausblick

Wegen der großen Anzahl an verschiedenen Substitutionen der Heusler-Verbindung Fe_2VAl war es nur möglich, eine kleine Auswahl hinsichtlich Probendicke und Substitutionen von Wolfram- statt Vanadium-Atomen zu untersuchen. Weiterführende Messreihen könnten Substitutionen, ausgehend von den verwendeten Verbindungen, und Variation anderer Parameter beinhalten.

Zukünftige Messreihen könnten zum Beispiel darauf abzielen, den Übergang von elektronischen Ein- und Zwei-Band-Strukturen von $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ zu verifizieren, indem die Dicken der Proben variiert werden. Andererseits wäre auch eine detaillierte Untersuchung der Proben bei Magnetfeldabhängigkeiten von -1 bis 1 T mit geringen Feldintervallen von zum Beispiel 0.01 T interessant.

Da sich die Feldabhängigkeiten der relativen spezifischen Widerstände von der quaderförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.9}\text{W}_{0.1}\text{Al}$ -Probe und der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe sehr ähnlich sind, wären erneute Untersuchungen und ein weiterer Vergleich beider Proben wünschenswert.

Zu jeder Messreihe im ^4He -Kryostaten bei tiefen Temperaturen hinauf zur Raumtemperatur sollten auch zugehörige Hochtemperaturuntersuchungen bis 700 oder 800 K angewendet werden, damit ein konsistentes Verhalten hinsichtlich der thermischen und magnetischen Eigenschaften der Probe überprüft werden kann.

Anhang A

Wichtige Formeln

Thermoelektrischer Effekt

Seebeck-Effekt:

$$U(T) = \int_{T_1}^{T_2} (S_B(T) - S_A(T)) dT \quad (\text{A.1})$$

$S(T)$... Seebeck-Koeffizient

$$S(T) = -\frac{\pi^2 \cdot k_B^2 \cdot T}{6 \cdot e \cdot E_F} \quad (\text{A.2})$$

E_F ... Fermi-Energie

Elektrischer Widerstand

Bemessungsgleichung:

$$R = \rho_{xx} \cdot \frac{L}{A} \quad (\text{A.3})$$

ρ_{xx} ... spezifischer Widerstand

L ... Länge des Materials

A ... Querschnittsfläche des Materials

Spezifischer Widerstand

$$\rho_{xx} = R \cdot \frac{A}{L} = \frac{U \cdot A}{I \cdot L} \quad (\text{A.4})$$

Drude-Formel:

$$\rho_{xx} = \frac{m_e}{n \cdot e^2 \cdot \tau_e} \quad (\text{A.5})$$

m_e ... Elektronenmasse

n ... Elektronenanzahl

τ_e ... Relaxationszeit

Regel von Mathiessen

$$\rho_{xx} = \rho_0 + \sum_i \rho_i(T) \quad (\text{A.6})$$

Temperaturabhängige Anteile:

$$\sum_i \rho_i(T) = \rho_{ph}(T) + \rho_{el-el}(T) + \rho_{mag}(T) + \dots \quad (\text{A.7})$$

Elektron-Phonon-Streuung:

$$\rho_{ph}(T) \propto T \quad \text{für } T > \Theta_D \quad (\text{A.8})$$

$$\rho_{ph}(T) \propto \left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^5 \quad \text{für } T < \Theta_D \quad (\text{A.9})$$

Θ_D ... Debye-Temperatur

Elektron-Elektron-Streuung:

$$\rho_{el-el}(T) \propto \left(N(E_F) \cdot \frac{k_B \cdot T}{E_F}\right)^2 \quad (\text{A.10})$$

Hall-Effekt

Hall-Spannung:

$$U_H = -\frac{I \cdot B}{n \cdot e \cdot d} \quad (\text{A.11})$$

n ... Ladungsträgerdichte
 d ... Probendicke

Flächenladungsdichte:

$$n_S = \frac{I \cdot B}{q \cdot |U_H|} \quad (\text{A.12})$$

q ... Ladung

Hall-Konstante:

$$R_H = \frac{1}{n \cdot q} \quad (\text{A.13})$$

Daraus folgt für Hall-Spannung:

$$U_H = R_H \cdot \frac{I \cdot B}{d} \quad (\text{A.14})$$

Ladungsträgerdichte

$$n = \frac{I \cdot B}{q \cdot d \cdot U_H} = \frac{B}{q \cdot R_{xy} \cdot d} = \frac{1}{q \cdot R_H} \quad (\text{A.15})$$

U_H ... Hall-Spannung
 R_{xy} ... Hall-Widerstand
 R_H ... Hall-Konstante

Beweglichkeit

$$\mu = \frac{1}{q \cdot n \cdot \rho_{xx}} \quad (\text{A.16})$$

q ... Ladung
 n ... Ladungsträgerdichte
 ρ_{xx} ... spezifischer Widerstand

Van-der-Pauw-Technik

Berechnung des Flächenwiderstandes R_S :

$$e^{-\pi \cdot \frac{R_A}{R_S}} + e^{-\pi \cdot \frac{R_B}{R_S}} = 1 \quad (\text{A.17})$$

R_A, R_B ... charakteristische Widerstände

Spezifischer Volumenwiderstand:

$$\rho = R_S \cdot d \quad (\text{A.18})$$

d ... Probendicke

Ladungsträger-Beweglichkeit:

$$\mu = \frac{1}{q \cdot n_S \cdot R_S} \quad (\text{A.19})$$

q ... Ladung

n_S ... Flächenladungsdichte

R_S ... Flächenwiderstand

Ein-Band-System

Spezifischer Hall-Widerstand:

$$\rho_{xy} = \frac{E_x}{j_x} = \frac{U_{Hall} \cdot d}{I} = R_{xy} \cdot d \quad (\text{A.20})$$

Hall-Koeffizient:

$$R_H = -\frac{1}{n \cdot e} = \frac{\rho_{xy}}{B} \quad (\text{A.21})$$

Zwei-Band-System

Hall-Koeffizient:

$$R_{H,2BS} = \frac{R_{H0} + R_{H\infty} \cdot \mu^2 \cdot B^2}{1 + \mu^2 \cdot B^2} \quad (\text{A.22})$$

$R_{H0} = \frac{R_{H1} \cdot \sigma_1^2 + R_{H2} \cdot \sigma_2^2}{\sigma_0^2}$... Hall-Koeffizient für kleine Magnetfelder

$R_{H\infty} = \frac{R_{H1} \cdot R_{H2}}{R_{H1} + R_{H2}}$... Hall-Koeffizient für unendlich hohe Magnetfelder

$\mu = \frac{\sigma_1 \cdot \sigma_2}{\sigma_0} \cdot (R_{H1} + R_{H2})$... Gesamtmobilität der Ladungsträger

$\sigma_0 = \sigma_1 + \sigma_2$... spezifische elektrische Leitfähigkeit der Probe

Berechnung der einzelnen Bänder:

$$k = \frac{1}{2} \cdot \left[\left(\frac{R_{H0}}{\rho_0} \right) + \mu \right] \quad (\text{A.23})$$

$$\mu_1 = k + \sqrt{k^2 - \frac{\mu \cdot R_{H\infty}}{\rho_0}} \quad (\text{A.24})$$

$$\mu_2 = k - \sqrt{k^2 - \frac{\mu \cdot R_{H\infty}}{\rho_0}} \quad (\text{A.25})$$

$$\rho_2 = \frac{(\mu_1 - \mu_2) \cdot \rho_0}{\mu - \mu_2} \quad (\text{A.26})$$

$$\rho_1 = \frac{\rho_0 \cdot \rho_2}{\rho_2 - \rho_0} \quad (\text{A.27})$$

$$R_{H1} = \mu_1 \cdot \rho_1 \quad (\text{A.28})$$

$$R_{H2} = \mu_2 \cdot \rho_2 \quad (\text{A.29})$$

Anhang B

Anleitung für Probenpräparationen

Im folgenden Abschnitt wird schematisch die Präparation von Proben mit einer Dicke von 0.1 bis 1 mm für den zu untersuchenden Temperaturbereich von 0.3 bis etwa 500 K beschrieben.

Sägen und Polieren des Rohmaterials

- Ungleichmäßiges Rohmaterial längsseitig mit Superkleber auf Metallstab (zugehörig zur Sägemaschine) befestigen und etwa 1 h trocknen lassen
- Metallstab in Sägemaschine einspannen und Gerät so konfigurieren, dass ein 5 mm Stück längsseitig abgesägt wird (hierfür bitte örtlichen Kollegen um Rat fragen!); Dauer: 30 bis 45 min
- Metallstab mit zwei angeklebten Teilstücken aus Sägemaschine nehmen und in Gefäß mit Aceton stellen, damit sich Superkleber auflöst; Dauer: mehrere Stunden
- 5mm-Probenstück längsseitig (ebenste Fläche verwenden!) mit Superkleber auf Metallzylinder (zugehörig zur Poliermaschine) befestigen und etwa 1 bis 2 h trocknen lassen
- (Für Bedienung der Poliermaschine bitte wieder örtlichen Kollegen um Rat fragen!)
- Oberseite der Probe möglichst parallel zur angeklebten Unterseite polieren, bis eine Probendicke zwischen 0.1 und 1 mm erreicht ist
- Metallzylinder mit dünn-polierter Probe in Gefäß mit Aceton stellen, damit sich Superkleber auflöst; Dauer: mehrere Stunden

Schweißen und Kleben der Probe

- Zunächst Probendicke feststellen mit Mikrometerschraube oder Digitalmessgerät (sehr wichtig für spätere Messungen und Auswertungen!)
- 4 Kupfer- oder Golddrähte mit Abständen kurz-weit-kurz punktschweißen; jeweils ein oder zwei Kontaktstellen (Punkte) pro Draht verwenden
- Silberpaste über Drähte und Kontaktstellen schmieren (elektrische Kontakte untereinander vermeiden!)
- Probe über 20 min in Backofen bei 200 Grad Celsius stellen; etwa 30 min auskühlen lassen

Montage auf grünem PPMS-Probenhalter

- Zuerst leeren PPMS-Probenhalter hernehmen und die Unterseite mit der Probenbezeichnung versehen
- GE-varnish über das gesamte Probenfenster schmieren
- Zigarettenpapier zuschneiden und auf Probenfenster legen
- GE-varnish erneut auf das Zigarettenpapier mit der Grundfläche der Probe schmieren
- Probe kräftig auf Paste drücken und zum Aushärten 30 min warten
- Während des Aushärtevorgangs können die 4 Kupfer- oder Golddrähte an die entsprechenden Ausgangspins gelötet werden (Pläne bitte beachten, besonders auf Loch-Orientierung des PPMS-Probenhalters!)
- Alle wegstehenden Drahtenden mit kleiner Metallzange kürzen
- Elektrische Verbindung zwischen den Pins überprüfen mit Hilfe eines Multimeters
- PPMS-Probenhalter mit angebrachter Probe auf entsprechender Probenhalterung des Messstabes platzieren -> bereit für Messung!

Anhang C

Anleitung für Messungen am ^4He -Kryostaten

C.1 Grundsätzliches

Dieser Leitfaden soll einer bereits eingewiesenen Person helfen, um Messungen am ^4He -Kryostaten durchzuführen. Sie ersetzt nicht die Einführung von Anfängern durch die Betreuer! Ein Betreuer sollte stets in Nähe zur unmittelbaren Überwachung der Aktivitäten am ^4He -Kryostaten sein, um auch für etwaige Ratschläge zur Verfügung zu stehen.

Eine ausgedruckte, englische Version der Anleitung befindet sich am Arbeitsplatz in der Nähe vom ^4He -Kryostaten. [22]

WICHTIG:

Beim Umgang mit flüssigem Helium können Personen verletzt und Geräte beschädigt werden! Deswegen sind folgende Punkte von Bedeutung:

- Zuerst nachdenken, dann arbeiten!
- Beachten der Sicherheitshinweise!
- Sicherheitsausrüstung verwenden (Schutzhandschuhe, Schutzbrille)!
- Im Zweifelsfall eine erfahrene Person fragen!

Dewars und Gefäße, die mit kryogenen Flüssigkeiten gefüllt sind, sind sehr gefährlich! Wenn sie nicht richtig gehandhabt werden, können sie explodieren. Haut oder Augen könnten kalten Gasen ausgesetzt werden und starke Verbrennungen verursachen.

- Dewar darf nicht gekippt oder gestoßen werden!
- Sicherheitsventile müssen regelmäßig überprüft werden! Sie dürfen nicht blockiert sein!

- Das Isolationsvakuum darf nicht unterbrochen werden!
- Vorsicht beim Öffnen von Ventilen - der Behälter steht möglicherweise unter Druck - extrem kaltes Gas kann austreten! Schützen von Haut und Augen!

Supraleitende Magnete müssen korrekt gehandhabt werden, da sonst Personen oder teure Geräte beschädigt werden können.

- Personen mit Herzschrittmacher sollten keinen hohen Magnetfeldern ausgesetzt sein!
- Der supraleitende Magnet sollte nicht betrieben werden, wenn das Helium-Level nicht ausreicht!
- Stromkreis sollte nicht unterbrochen werden, wenn der Magnet aufgeladen ist!
- Fernhalten von ferromagnetischen Materialien beziehungsweise Werkzeugen und magnetischen Datenträger (Festplatten, Kreditkarten etc)!

Aufgrund des komplexen Systems können viele verschiedene Betriebszustände eingestellt werden. Die häufigsten und wichtigsten Bedienschritte werden in den folgenden Unterkapiteln beschrieben.

Die Betriebsverfahren hängen stark von der Temperatur in der Probenkammer, dem Niveau des flüssigen Heliums im äußeren Dewar und dem Druck des Austauschgases ab. Es kann einige Kombinationen dieser Parameter geben, bei denen entweder eine gefährliche Situation vorliegt oder die Abfragedaten unzuverlässig sind.

Je nach Messtemperaturbereich sind unterschiedliche Drücke in der Probenkammer p_{Probe} und im Heizraum p_{Heizer} einstellbar.

In Abbildung C.1 ist eine detaillierte Skizze mit den einzelnen Bestandteilen des ^4He -Kryostaten-Systems zu sehen.

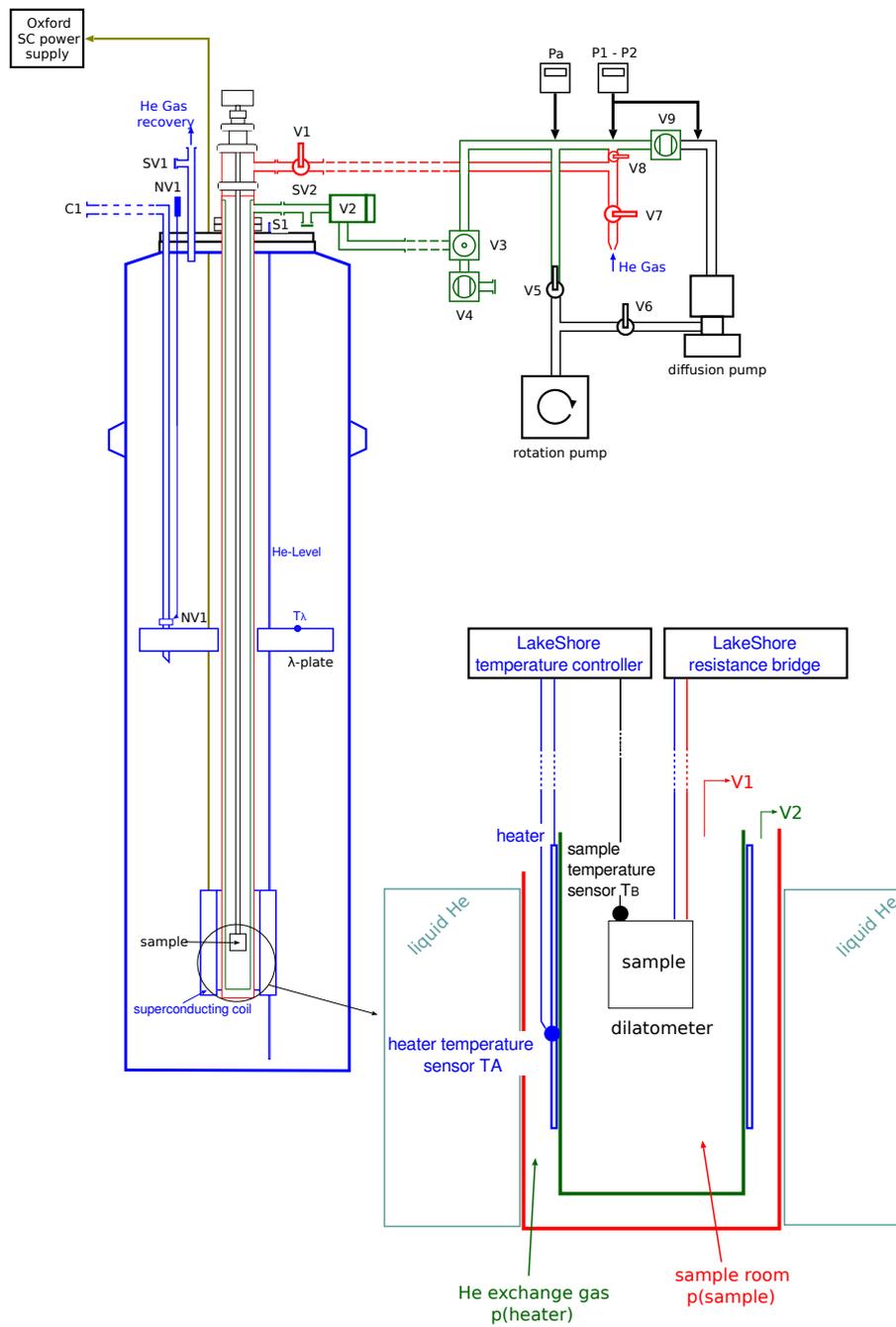


Abbildung C.1: Bestandteile des ^4He -Kryostaten-Systems.

C.2 Starten bei Raumtemperatur (300 K)

Voraussetzungen

- Der Austauschgas-Einsatz befindet sich im Bereich von Raumtemperatur ($> 280 \text{ K}$).
- Das Helium-Level ist 0.
- Sicherheitsventile SV1 und SV2 sind entriegelt.
- Diffusionspumpe ist ausgeschaltet (kalt). V6 und V9 sind geschlossen.
- V1 und V2 sind geschlossen.
- Rotationspumpe ist aus. V5, V7 und V8 sind geschlossen.

Einsetzen des Probenstabes in den Kryostaten

- Voraussetzungen beachten: Pumpen sind gestoppt.
- Wir müssen die Probe unter Helium-Atmosphäre einsetzen. Ventile V7 und V8 öffnen, um die Helium-Flutung zu ermöglichen.
- Druck bei Pa überprüfen: er sollte ungefähr 1000 mbar betragen.
- Ventile V1 und V2 öffnen und einige Sekunden auf den Druckausgleich warten.
- Klemmring öffnen (NW 40 in der Nähe von V1), der den Blindflansch am Kryostaten hält. Blindflansch entfernen und Probenstab langsam einsetzen. Hier darauf achten, dass der Probenstab in vertikaler Richtung gehalten wird und dass der Mantel des Innenrohrs nicht stark berührt wird.
- Klemmring fest verschließen, damit kein Helium entweicht.
- Überprüfen, ob sich der Probenstab in der niedrigsten Position befindet. Anschließend die Klemmverschraubung fest verschließen.
- Ventil V7 zudrehen, um die Verbindung mit dem Heliumgas zu trennen.
- Rotationspumpe starten und einige Minuten warten, bis sie sich aufgewärmt hat.
- Ventil V5 öffnen und einige Minuten warten, bis das Vakuum (P1) unter $1 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$ liegt.
- Ventil V5 schließen und V7 öffnen. Die Probenkammer wird mit Heliumgas geflutet. Diesen Vorgang mehrere Male wiederholen.
- Um das System in einem sicheren Zustand zu halten: Rotationspumpe stoppen, V5 schließen sowie V7 und V8 öffnen.

Kryostat auf das Abkühlen vorbereiten (Helium einfüllen)

Der Druck im Probenraum und in der Austauschgaskammer muss auf die korrekten Werte eingestellt werden, um eine ausreichende Effizienz zum Abkühlen gewähren zu können.

Ziel ist es, in beiden Kammern Heliumgas mit 300 mbar vorzufinden. Aus den vorherigen Schritten wird angenommen, dass:

- Der Kryostat ist nahe an der Raumtemperatur und es befindet sich kein flüssiges Helium im Inneren.
- Die Rotationspumpe läuft.
- Ventile V1 und V2 sind geschlossen und V7 ist geöffnet.

Wenn die genannten Punkte erfüllt sind, kann folgendermaßen fortgesetzt werden:

- Ventile V1 und V2 öffnen sowie V7 schließen.
- Ventil V5 ein wenig öffnen und den Druck bei Pa beobachten. Wenn Pa 300 \pm 10 bar anzeigt, dann V5 schließen.
- Sofort Ventile V1 und V2 schließen.
- Rotationspumpe ausschalten.

Der Kryostat ist jetzt bereit zum Befüllen mit flüssigem Helium. Gegebenenfalls kann hier die Arbeit sicher unterbrochen werden.

Kryostat mit flüssigem Helium befüllen

Sicherheitsanweisungen wiederholen:

- Mit kryogenen Flüssigkeiten gefüllte Dewars sind sehr gefährlich.
- Dewar nicht kippen oder anstoßen.
- Beim Öffnen von Ventilen sehr vorsichtig sein, weil der Behälter unter Druck stehen kann oder die Augen können kaltem Gas ausgesetzt sein.
- Die Transportzeit sollte so kurz wie möglich sein. Nach dem Transport den Dewar mit der Gasrückgewinnung verbinden sowie das Ventil am Dewar und an der Armatur an der Wand öffnen.
- Wenn das Ventil nicht geöffnet wird, dann wird über längere Zeit Gas in die Umgebung geblasen. Es kann Luft verdrängen und die Sauerstoffkonzentration ernsthaft reduzieren. Außerdem kostet Helium viel Geld.

- Von Zeit zu Zeit den Druck auf dem am Dewar montierten Messgerät überprüfen. Auch wenn ein Sicherheitsbereich besteht, sollte der Druck von 0.3 bar nicht überschritten werden.

Der Heliumheber besteht aus zwei konzentrischen Rohren, deren Zwischenraum evakuiert wird. Es besteht aus zwei vertikalen doppelwandigen Rohren, einem längeren mit dem Nadelventil und einem kürzeren sowie einem horizontalen Rohr. Dieses Gerät muss mit Vorsicht behandelt und darf nicht gebeugt werden. Immer beide Hände verwenden und im Zweifelsfall auch ein Bein zum Hin- und Herschieben des Dewars. Beim Einsetzen des Hebers über die Klemmverschraubung in das Gefäß immer langsam arbeiten und darauf achten, dass die vertikalen Rohre parallel sind und das horizontale Rohr horizontal bleibt. Im gesperrten beziehungsweise blockierten Zustand keine übermäßige Kraft aufwenden.

Ziel ist es, flüssiges Helium aus dem Gefäß mittels Heber in den Kryostat zu überführen. Dieser Vorgang dauert normalerweise 2 bis 3 Stunden. Man sollte dieses Verfahren überwachen, sodass dieser Prozess nicht länger als 30 Minuten alleine gelassen wird.

- Den Heliumbehälter mit der Membranpumpe in der Nähe der Wand an den Gasrückführungsanschlüssen verbinden.
- Das gelbe Ventil an der Wand und das rote Ventil an der Membranpumpe sind geöffnet.
- Das Ventil zur Rückstellarmatur am Heliumbehälter öffnen.
- Das Nadelventil der Membranpumpe auf 8 Umdrehungen stellen.
- Die Reduzierarmatur oben auf dem Heliumbehälter einsetzen.
- Das Ventil zum Ballon am Heliumbehälter schließen.
- Die Schutzbrille aufsetzen.
- Den Heliumbehälter unter die offene Deckenabdeckung in die Nähe des Kryostaten positionieren.
- Den Heber aus der Halterung an der Wand entfernen.
- Das Ventil (Hahn) an der Oberseite des Heliumbehälters mit Vorsicht öffnen. Kaltes Gas kann austreten. Gefahren für Augen und Haut sind gegeben.
- Zuerst langes vertikales Rohr (mit dem Nadelventil) in den Heliumbehälter einsetzen.
- Dieses lange Rohr in das Heliumgefäß einführen, bis das andere Rohr die obere Platte des Kryostaten erreicht.

- Hierbei kann das Rohr auf die Platte aufgesetzt werden, um mit der freien Hand die Klemmverschraubung zu öffnen und die Stopfeln am Anschlussstück für den Siphon des Kryostaten zu entfernen. Kaltes Gas kann austreten. Gefahren für Augen und Haut sind gegeben. Die Stopfer auf das Holzregal des Kryostaten legen, aber nicht auf die Metallplatte, weil sie einfrieren würden.
- Nun beide vertikale Rohre langsam, glatt und gleichmäßig in das Heliumgefäß und den Kryostaten einführen. Es sollte nur eine geringe Kraft erforderlich sein. Darauf achten, dass die vertikalen Schenkel des Hebers parallel und der horizontale Teil während des Einsetzvorgangs waagrecht bleiben.
- Das Messgerät auf dem Heliumgefäß beachten. Wenn der Druck 0.1 bar übersteigt oder wenn Gas ausbläst: die Bewegung sofort stoppen und abwarten. Einfügen wieder bei Druckabfall.
- Beide vertikale Rohre hinunterschieben, bis sie blockiert sind.
- Beide Klemmverschraubungen ordnungsgemäß verschließen.
- Das Sicherheitsventil SV1 mit einem geeigneten Klemmring sichern.
- Die Schutzbrille kann ab sofort entfernt werden.
- Das rote Ventil (Hahn) der Membranpumpe schließen.
- Die Membranpumpe einschalten. Der Druck im Heliumbehälter steigt jetzt an und drückt das flüssige Helium in den Kryostaten.
- Beobachten Sie regelmäßig (alle 10 bis 15 Minuten) die Temperaturen (Probe und Erhitzer) am Conductus Temperature Controller und den Druck am Manometer des Heliumgefäßes. Nach ungefähr 15 Minuten Pumpen sollten die Temperaturen abnehmen (etwa 0.02 K pro Sekunde). Der Druck sollte 0.1 bar nicht überschreiten. Wenn der Druck zu hoch ist, dann sollte das Nadelventil der Membranpumpe um eine halbe Umdrehung geschlossen werden. Auf den Druck achten: wenn er nicht abnimmt, dann sollte das Nadelventil wieder um eine halbe Umdrehung zurückgedreht werden. Wenn durch diesen Vorgang der Druck im Behälter nicht verringert wird, dann sollte das rote Bypassventil der Membranpumpe für einen Moment geöffnet werden, um den Druck sofort zu verringern.
- Wenn die Temperatur um 200 K liegt und der Druck im Heliumbehälter weniger als 0.1 bar beträgt, so kann das Nadelventil der Membranpumpe auf 9 bis 10 Ticks geöffnet werden.
- Wenn die Temperatur 80 K erreicht, sollte der Helium-Pegelmesser regelmäßig beobachtet werden (alle 10 Minuten).

- Wenn der Heliumspiegel mehr als 10 Prozent beträgt, kann das Nadelventil der Membranpumpe bis zu 10 oder 12 Umdrehungen geöffnet werden. Jedoch muss der Druck auf dem Heliumgefäß beobachtet werden, da dieser den Wert von 0.3 bar nicht überschreiten darf.

Beendigung der Helium-Befüllung

Der Übertragungsvorgang muss gestoppt werden, sobald eines der folgenden Bedingungen eintritt:

- Der Heliumspiegel erreicht den Grenzwert (100 Prozent).
- Das Heliumgefäß ist leer. Ein Hinweis wäre, dass der Zeiger des Heliumpegelmessers schwankt, aber nicht steigt.
- Einige unerwartete Vorkommnisse auf dem Gerät treten auf, was das Anhalten der Helium-Übertragung erforderlich macht.

Ziel dieser Maßnahme ist es, den Druck im Heliumbehälter zu senken und den Heber durch folgende Schritte zu entfernen:

- Schalten Sie die Membranpumpe aus.
- Das rote Bypassventil der Membranpumpe wird jetzt dauerhaft geöffnet. Der Druck im Heliumbehälter nimmt sofort ab.
- Die elektrische Heißluftpistole und die Schutzhandschuhe in Griffweite positionieren.
- Die Schutzbrille aufsetzen.
- Vorsichtig die Klemmverschraubung auf dem Heliumbehälter und am Kryostaten mit Schutzhandschuhen öffnen.
- Ab hier unbedingt Schutzhandschuhe tragen! Den Heber mit beiden Händen herausziehen. Immer vertikale Kraft verwenden und die vertikalen Rohre nicht verbiegen. Der Heber kann einfrieren und blockieren. Einen Moment anhalten (15 Sekunden) und erneut versuchen. In einigen Fällen wird der Heber nicht entriegelt. Entweder eine helfende Person bitten, mit der Heißluftpistole gegen das Eis zu wirken, oder selbst die Heißluftpistole mit der freien Hand benutzen. Die Heißluftpistole am besten auf mindestens 300 °C einstellen. Auf die Finger acht geben, weil es zu Verbrennungen der Hand führen kann.
- Wenn sich der Heber außerhalb des Kryostaten befindet, muss er gedreht und unter die offene Deckenabdeckung verschoben werden, um Platz für das Herausziehen des Hebers aus dem Heliumgefäß zu erhalten.
- Sogar wenn Gas aus dem Kryostaten und dem Behälter ausgeblasen wird, sollte zuerst der Heber an einen sicheren Ort (auf den nahegelegenen Kasten) abgestellt werden.

- Die Stopfer in die Öffnung des Kryostaten einsetzen und die Kompressionsöffnung schließen. Auf das kalte Gas achten: berührbare Teile können sehr kalt sein. Für dieses Verfahren werden Handschuhe empfohlen.
- Sofort das Ventil auf der Oberseite des Heliumbehälters schließen. Den roten Stoppel auf das Heliumgefäß setzen und die Armatur schließen.
- Das Sicherheitsventil SV1 entriegeln, indem der Klemmring entfernt wird.

C.3 Messung zwischen 4 K und 50 K

Nach dem Abkühlvorgang von Raumtemperatur zu 4 K ist das Verfahren für diesen Temperaturbereich einfach und es sind keine zusätzlichen Vorsichtsmaßnahmen erforderlich. Nur der Druck im Probenraum und der Austauschgasdruck im Heizraum müssen entsprechend eingestellt werden. Die Temperatur an der Heizung T1 im Probenraum T2 sollte nahe bei 4.2 K liegen.

Probendruck einstellen und Gasdruck austauschen:

- Wenn es noch nicht bei Raumtemperatur eingestellt wurde, dann sollte der Druck in der Probenkammer auf etwa 1 mbar bei 4 K eingestellt werden.
- Die Ventile V1, V2, V7 und V8 sind geschlossen. Die Rotationspumpe ist ausgeschaltet.
- Öffnen der Ventile V7 und V8, um Heliumgas in die Röhren zu füllen.
- Schließen der Ventile V7 und V8.
- Für einen Moment V1 öffnen und wieder schließen.
- Die Rotationspumpe einschalten (V5 muss offen sein).
- Ventil V1 langsam öffnen und abwarten, bis Pa einen Druck von etwa 1 mbar anzeigt.
- Ventil V1 wieder schließen.
- Ventil V2 öffnen.
- Warten, bis der Druck an P1 etwa $1.8 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$ anzeigt.
- Die Temperatur des Sensors 1 am Contuctus Temperature Controller beobachten. Sie sollte unter 4.5 K liegen und sehr langsam ansteigen. Wenn die Temperatur zu schnell ansteigt, ist der Druck in der Heizkammer zu niedrig. Um dies zu überwinden: etwas Heliumgas in die Röhren lassen (V5 schließen und V8 und V7 für einen Moment öffnen; V7 und V8 schließen und V5 öffnen) und wieder zu pumpen beginnen. Dieses Mal jedoch erst bei einem höheren Enddruck stoppen.
- Ventil V2 schließen.
- Ventil V5 schließen und die Rotationspumpe ausschalten.

Nun können Messreihen bei konstanten Magnetfeldern und variablen Temperaturen von 4 bis 50 K beziehungsweise variablen Magnetfeldern von -9 bis 9 T und konstanten Temperaturen zwischen 4 und 50 K begonnen werden.

C.4 Messung zwischen 4 K und 100 K

Das Verfahren ist ähnlich wie im vorangegangenen Unterkapitel bei Messungen zwischen 4 und 50 K, aber wenn die Heizungsleistung nahezu 100 Prozent erreicht, steigt die Temperatur nur sehr langsam an, da die Kühlleistung aus dem flüssigen Heliumbad zu stark ist. Um diesen Effekt zu reduzieren, muss der Austauschgasdruck reduziert werden. Dies geschieht durch permanente Verwendung der Rotationspumpe. Ungefähr bei 50 K oder spätestens, wenn die Heizleistung mehr als 50 Prozent beträgt beziehungsweise wenn die Heizleistung dauerhaft über 80 Prozent liegt, sollte folgendermaßen vorgegangen werden:

- Die Rotationspumpe einschalten und Ventil V5 öffnen.
- Abwarten, bis der Druck P1 unter $2 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$ liegt.
- Ventil V2 öffnen.
- Diesen Status dauerhaft aufrechterhalten, bis die Messung beendet ist.

C.5 Messung zwischen 4 K und über 100 K

Das Verfahren ist ähnlich wie im vorangegangenen Unterkapitel bei Messungen zwischen 4 und 100 K, aber der Austauschgasdruck muss weiter reduziert werden. Dies geschieht durch permanente Verwendung der Diffusionspumpe. Während der Messung muss darauf geachtet werden, dass die Temperatur nicht zu schnell springt. Dies kann erreicht werden, wenn sich das Vakuum sehr langsam ändert, dh das Ventil muss nur für eine sehr kleine Menge geöffnet werden.

Es wird empfohlen, die Diffusionspumpe bei der Starttemperatur zu starten, da es etwa 20 Minuten dauert, bis die Diffusionspumpe aufgewärmt ist und ordnungsgemäß funktioniert.

Konfigurieren der Diffusionspumpe:

- Sicherstellen, dass beide Ventile V7 und V8 geschlossen sind.
- Rotationspumpe einschalten.
- Überprüfen, ob die Schläuche richtig gepumpt sind. Dies kann durch Schließen von V6 und Öffnen von V5 erreicht werden, bis der Druck unter 1 mbar liegt.
- Schließen von V5 und öffnen von V6. Etwa eine Minute abwarten.
- Den Lüfter und die Heizung der Diffusionspumpe einschalten.
- Ventil V9 öffnen.
- Verriegeln des Sicherheitsventils SV1.

Hinweis: Nach dem Einschalten des Heizgeräts dauert es ungefähr 20 Minuten, bis die Diffusionspumpe den vollen Wirkungsgrad erreicht. Diese Zeit muss abgewartet werden, bevor mit den nächsten Schritten fortgefahren wird.

Warnung: Der untere Teil der Diffusionspumpe wird während des Betriebs sehr heiß (80 °C). Sie können sich beim Berühren der Haut verbrennen!

Um 50 K herum oder wenn die Heizleistung mindestens über 30 Prozent beträgt beziehungsweise spätestens, wenn die Heizleistung dauerhaft über 80 Prozent liegt, muss folgendermaßen vorgegangen werden:

- Wir gehen davon aus, dass die Diffusionspumpe bereit ist.
- Sicherstellen, dass die Diffusionspumpe ordnungsgemäß funktioniert. Zunächst überprüfen, ob der Druck P2 unter $1 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ liegt.
- Ventil V2 nur für einen kleinen Teil öffnen, um den Druck über einen längeren Zeitraum leicht und gleichmäßig zu reduzieren.

- Ventil V2 sehr langsam einschalten, bis die Freigabe passiert ist. Es ist spürbar, wenn der Widerstand härter wird. Danach eine zusätzliche Windung von einigen Millimetern einstellen (gemessen am Außendurchmesser des Rades). Der Druck P2 sollte kurz ansteigen.
- Den Temperaturregler beobachten. Die Heizleistung sollte innerhalb von 15 Minuten sichtbar abnehmen.
- Wenn sich die Leistung der Heizung nicht deutlich ändert, dann V2 für eine zusätzliche kleine Menge öffnen. Wenn das Ventil zu stark geöffnet wird (ist feststellbar, wenn die Heizungsleistung zu Null geht und die Temperatur schnell ansteigt), dann V2 vollständig schließen. Abwarten, bis sich die Temperatur und die Heizleistung stabilisiert haben (dies kann bis zu 30 Minuten dauern). Danach kann mit dem Öffnen von V2 sehr vorsichtig begonnen werden.
- Diesen Status dauerhaft beibehalten, bis die Messung endet.

Wenn die Messung beendet ist (möglicherweise am nächsten Tag) und bei niedrigen Temperaturen fortgefahren werden soll, müssen die Pumpen abgeschaltet werden:

- Ventil V2 schließen.
- Sicherheitsventil SV2 entriegeln.
- Ventil V9 schließen.
- Die Heizung der Diffusionspumpe ausschalten.
- Den Lüfter der Diffusionspumpe und der Rotationspumpe laufenlassen, bis die Diffusionspumpe abgekühlt ist. Dies dauert normalerweise 30 Minuten. Vorsichtig sein, wenn der untere Teil der Diffusionspumpe berührt wird. Er kann sehr heiß sein (80 °C) und Verbrennungen an der Haut verursachen.
- Wenn die Diffusionspumpe kalt ist: den Lüfter und die Rotationspumpe ausschalten und V6 schließen.

Nun ist der Austauschgasdruck sehr niedrig. Selbst wenn sich etwas flüssiges Helium im Kryostat befindet, dauert es unangemessen lange, um sich auf 4 K abzukühlen. Um dieses Problem zu lösen, muss der Austauschgasdruck vorsichtig in kleinen Schritten erhöht werden!

Warnung: Insbesondere wenn sich noch flüssiges Helium im Kryostat befindet und die Proben temperatur T2 nahe der Raumtemperatur liegt, könnte flüssiges Helium unkontrolliert verdampfen, wenn zu viel Gas in die Austauschgaskammer geleitet wird!

Kaltes Gas kann plötzlich austreten und der Kryostat kann beschädigt werden. Um dies

zu vermeiden, sollte folgendermaßen vorgegangen werden.

Voraussetzungen sind zunächst:

- Die Sicherheitsventile SV1 und SV2 sind entriegelt.
- Ventil V2 ist geschlossen.
- Ventile V1, V5, V6, V7, V8 und V9 sind geschlossen.
- Diffusions- und Rotationspumpe sind ausgeschalten.

Nun kann der Druck in der Austauschgaskammer geringfügig erhöht werden:

- Die Rotationspumpe einschalten.
- Ventile V8 und V5 öffnen.
- Abwarten, bis der Druck bei Pa unter $1 \cdot 10^{-1} \text{mbar}$ liegt.
- Ventil V7 kurz öffnen und im Anschluss wieder schließen.
- Ventil V5 nur teilweise öffnen und abwarten, bis der Druck bei Pa 1mbar beträgt.
- Ventil V5 schließen.
- Ventil V2 für einen Moment öffnen. Beobachten Sie den Druck bei Pa: es sollte abnehmen.
- Ventil V2 schließen.
- Temperatur bei T2 beobachten: sie sollte schneller abnehmen.
- Nach etwa 10 Minuten wird der Abkühlvorgang möglicherweise angehalten. Der Temperaturabfall bei T1 verlangsamt sich.
- Jetzt kann der Vorgang ab dem Einschalten der Rotationspumpe wiederholt werden, jedoch nicht mehr als 1mbar in die Austauschgaskammer einfügen.

Bei einem Austauschfülldruck von 1 mbar kann dieser Vorgang einige Male wiederholt werden. Wenn die Temperatur unter 200 K liegt und der Abkühlvorgang wieder langsamer wird, kann der Fülldruck auf 2 oder 3 mbar erhöht werden. Eine merkliche Abnahme des flüssigen Heliumspiegels sollte beobachtbar sein. Wenn der Füllstand unter 20 Prozent fällt, kann mit dem Nachfüllen von flüssigem Helium begonnen werden.

Anhang D

Kühlmethoden des ^3He -Kryostaten

Betrachten wir eine Flüssigkeit in einem Becherglas. Es verdampft immer, um Dampf zu erzeugen, der mit dieser Flüssigkeit im Gleichgewicht steht. Der Dampf kondensiert immer so, dass er mit der Flüssigkeit im Gleichgewicht ist. Im Gleichgewicht wird die Verdampfungsrates stärker, um das Gleichgewicht wiederherzustellen. Beim Verdampfen benötigt die Flüssigkeit Energie. Diese Energie wird aus dem Becherglas entnommen. Dadurch wird das Becherglas abgekühlt.

Wärme kann auf drei verschiedene Arten übertragen werden:

- Leitung
- Konvektion
- Strahlung

Um einen Kryostaten kühl zu halten, möchten wir diese Wärmeübertragung vermeiden. Wenn wir im Vakuum sind, kann keine Leitung und Konvektion stattfinden. Um die Strahlung bei Raumtemperatur zu eliminieren, können wir gute reflektierende Materialien verwenden.

Stickstoffgas kondensiert bei 77 K und gefriert bei 63 K. Flüssiges ^4He kondensiert bei 4.2 K. Helium gefriert nicht bei Atmosphärendruck. ^3He kondensiert bei 3.2 K.

Der ^3He -Kryostat besteht aus drei ineinander gesteckten Reservoirs. Der äußere Behälter dichtet den Kryostat ab und ist vakuumisiert. Dieses Reservoir hat Raumtemperatur und strahlt folglich eine Strahlung von 300 K aus. Im Inneren befindet sich ein Stickstoffreservoir. Es ist bei 77 K und schirmt das innere Reservoir gegen die Raumtemperaturstrahlung ab. Das Helium-Reservoir liegt bei 4.2 K und schirmt die Proben- und ^3He -Systeme vor der 77-K-Stickstoff-Reservoir-Strahlung ab. Der Kryostat besteht auch aus einem ^3He -Einsatz, der die Sorptionspumpe, den 1-K-Topf und den ^3He -Topf umfasst.

Der 1-K-Topf kann flüssiges ^4He enthalten und wird dazu verwendet, ^3He -Gas im ^3He -Topf zu kondensieren. ^4He wird durch das 1-K-Topfnadelventil in den 1-K-Topf eingeführt. Die Flussrate von ^4He kann von der Oberseite des Kryostaten eingestellt werden. Es wird etwas flüssiges Helium in den 1-K-Topf eingeleitet, wenn das Nadelventil geöffnet wird. Wir pumpen auf den 1-K-Topf, um den ^4He -Dampf zu entfernen, wodurch das flüssige Helium verdampft und ein niedrigerer Dampfdruck wiederhergestellt wird, sodass sich der Dampf mit der Flüssigkeit im Gleichgewicht befindet. Während des Verdampfens kühlt sich der 1-K-Topf schließlich auf etwa 1 K ab.

^3He wird in den ^3He -Topf kondensiert, der unterhalb des 1-K-Topfes installiert ist. Die Sorptionspumpe absorbiert in einem ersten Schritt das ^3He -Gas aus dem ^3He -Gasspeicher. Dann wird das ^3He -Gas durch Erhitzen des Sorbs nach unten desorbiert. Wenn das ^3He -Gas mit dem 1-K-Topf in Kontakt kommt, der wie oben beschrieben abgekühlt wurde, wird es kondensieren und im ^3He -Topf gesammelt. Es wird somit flüssiges ^3He bei etwa 3 K entstehen.

Um eine niedrigere Temperatur zu erreichen, wird die Sorptionspumpe wieder abgekühlt. Wenn es gekühlt wird, fungiert es als Vakuumpumpe am ^3He -Topf und verringert den Dampfdruck der ^3He -Flüssigkeit. So verdampft flüssiges ^3He , um das Flüssigkeits-Dampf-Gleichgewicht wieder herzustellen, und der ^3He -Topf wird abgekühlt. Ein Kupfer-Thermoband verbindet den ^3He -Topf mit dem Probenhalter. Damit erreicht der Probenhalter auch niedrigste Temperaturen.

Die Informationen aus diesem Unterkapitel stammen aus der Diplomarbeit von Roland Galos (siehe [20]).

Anhang E

Probenstab des ^3He -Kryostaten

Anmerkung: Die in diesem Kapitel angegebenen Daten und Abbildungen entsprechen dem Stand vom Februar 2019.

In Abbildung E.1 ist zunächst eine technische Skizze des ^3He -Kryostaten mit seinen einzelnen Komponenten zu sehen.

E.1 Abschnitte

Von links nach rechts laut Abbildung E.2:



Abbildung E.2: Probenstab des ^3He -Kryostaten (Erläuterung der Abschnitte siehe untere Aufzählung).

- Edelstahlstange
- Innenseite der Platine mit Verkabelungen und Lötstellen (Solderview siehe Abbildung E.4)
- Außenseite der Platine mit Steckerleisten (Plugview siehe Abbildung E.3)
- Lackierte Kupferkabel mit grünen Isolierschläuchen
- Proben und Probenhalterungen (Belegungen siehe Tabelle E.1;)

In Abbildung E.5 ist der persönliche Notizzettel für die inneren Platinenseite (Solderview) zu sehen.

In Abbildung E.6 ist die Vorderansicht der Probenhalterung am Ende des Probenstabes zu sehen.

In Abbildung E.7 sind die Dimensionen der Probenhalterung angegeben.

E.2 Platinenseiten

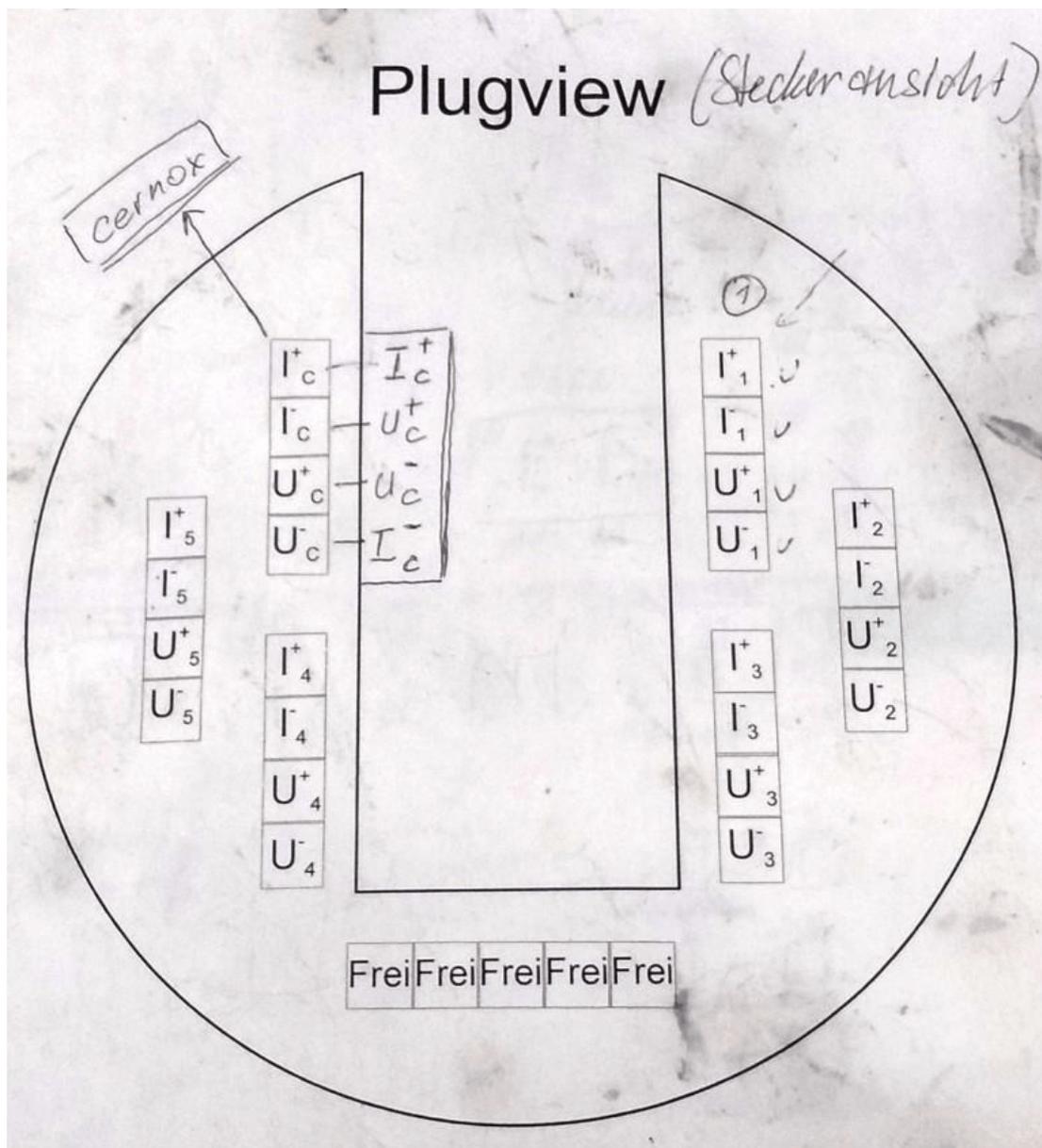


Abbildung E.3: Außenseite der Platine (Ansicht von Steckerseite - Plugview).

Solderview

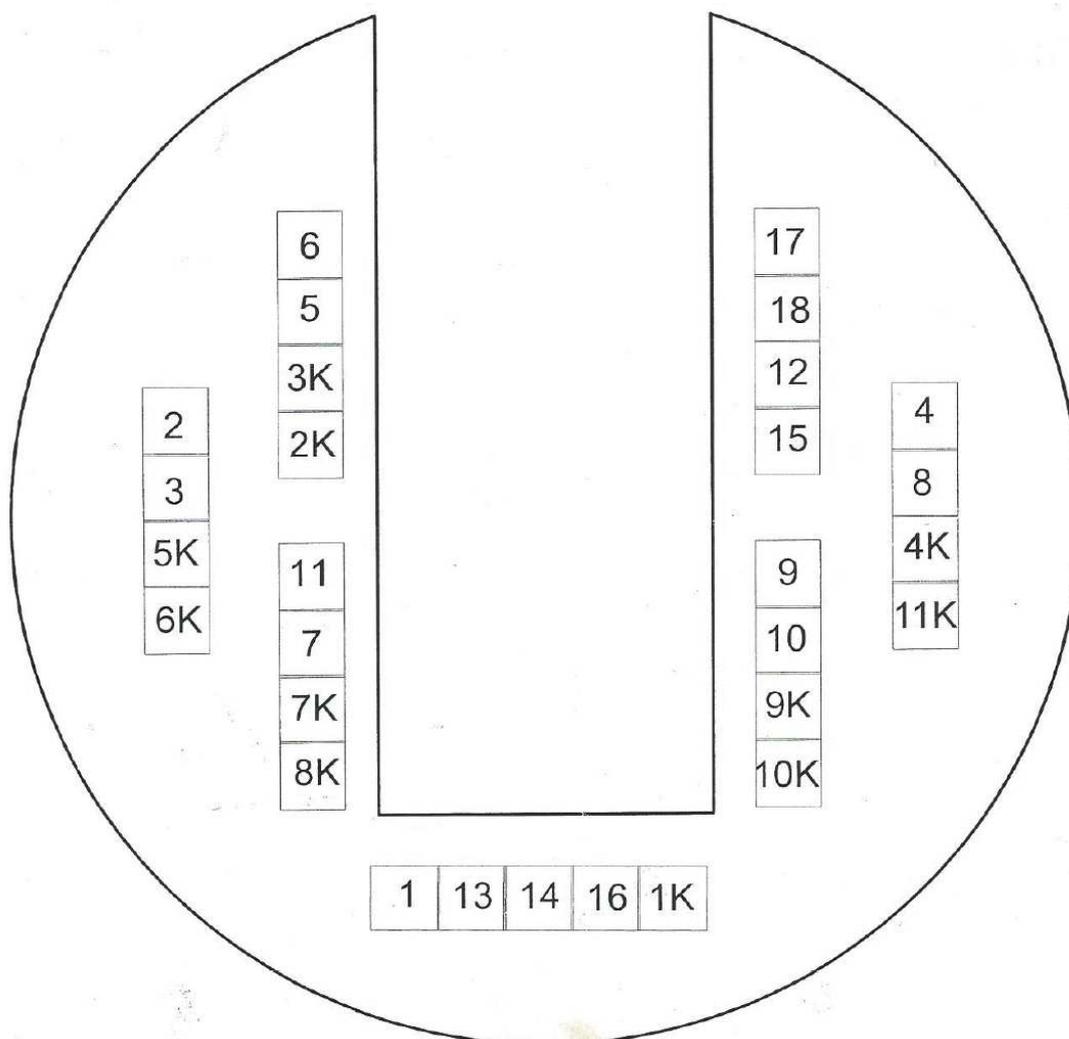


Abbildung E.4: Innenseite der Platine (Ansicht von Lötseite - Solderview).

E.3 Verbindungen und Anordnungen

Probe	Pinplatz	Fischer	Steckerausrichtung	Solderview	Position
$Fe_2(V_{0.95}W_{0.05})Al$	P1.1	A11	schwarz oben, grün unten	links	unten
	P1.2	A11			
	P1.3	B7			
	P1.4	B7			
	P1.5	B8			
	P1.6	B8			
	P1.7	A7			
	P1.8	A7			
$Fe_2(V_{0.9}W_{0.1})Al$	P2.1	B9	weiß oben, blau unten	rechts	unten
	P2.2	B9			
	P2.3	A9			
	P2.4	A9			
	P2.5	A10			
	P2.6	A10			
	P2.7	B10			
	P2.8	B10			
$Fe_2(V_{0.8}W_{0.2})Al$	P3.1	B2	rot oben weiß unten	links	oben
	P3.2	B2			
	P3.3	A5			
	P3.4	A5			
	P3.5	A6			
	P3.6	A6			
	P3.7	B3			
	P3.8	B3			
$Fe_2(V_{0.85}W_{0.15})Al$	P4.1	B5	schwarz oben, weiß unten	links	seitlich
	P4.2	B5			
	P4.3	A2			
	P4.4	A2			
	P4.5	A3			
	P4.6	A3			
	P4.7	B6			
	P4.8	B6			
Temperatur- sensor			schwarz oben, blau unten	rechts	oben

Tabelle E.1: Probenstab - Verbindungen und Anordnungen (Bei Fischerstecker: A bei großem Fischerstecker mit 18 Pins, B bei kleinem Fischerstecker mit 11 Pins).

E.4 Übersicht Innenseite von Platine

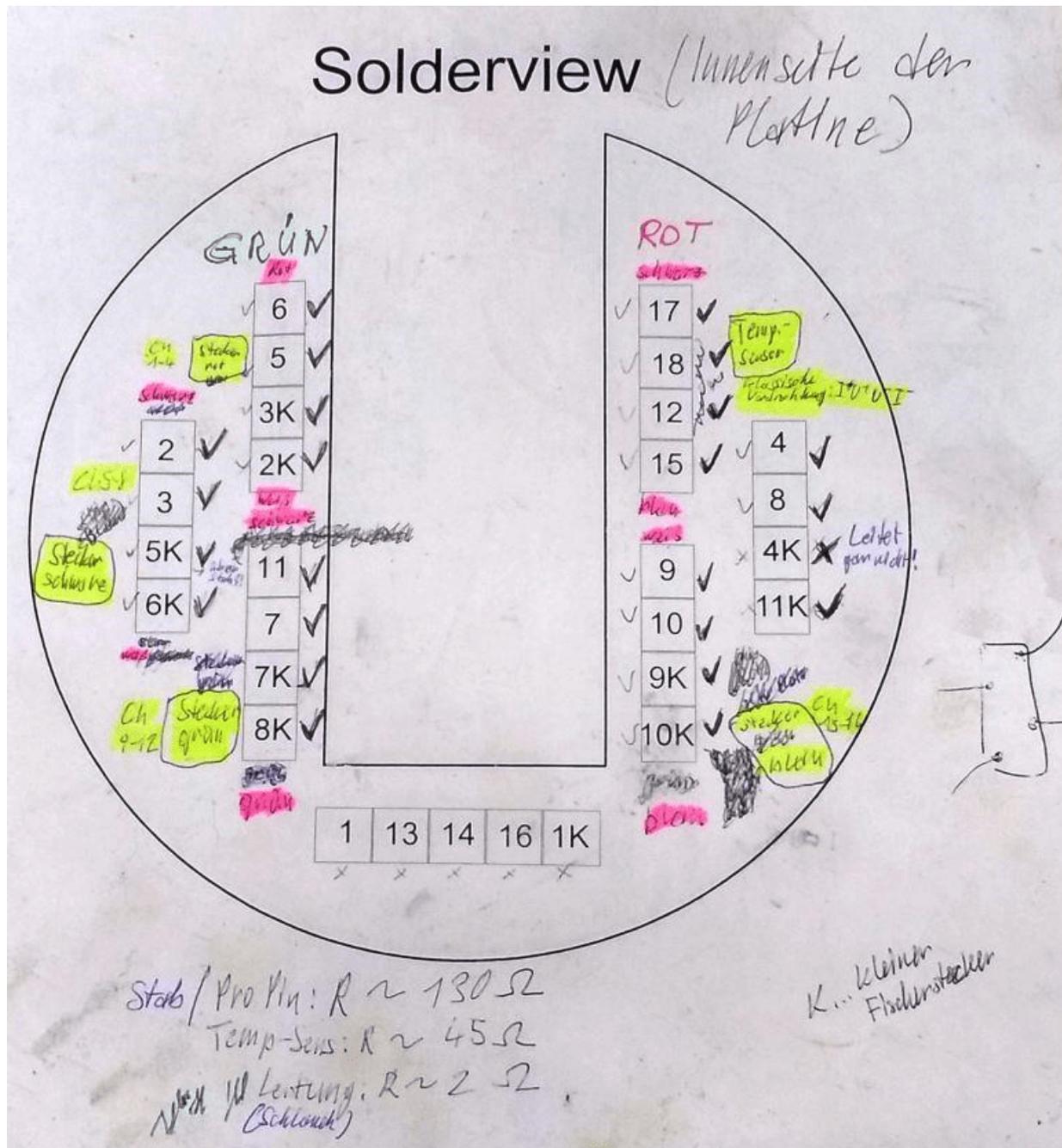


Abbildung E.5: Probenstab - Verbindungen und Anordnungen (Solderview mit eigenen Notizen).

E.5 Probenhalterung

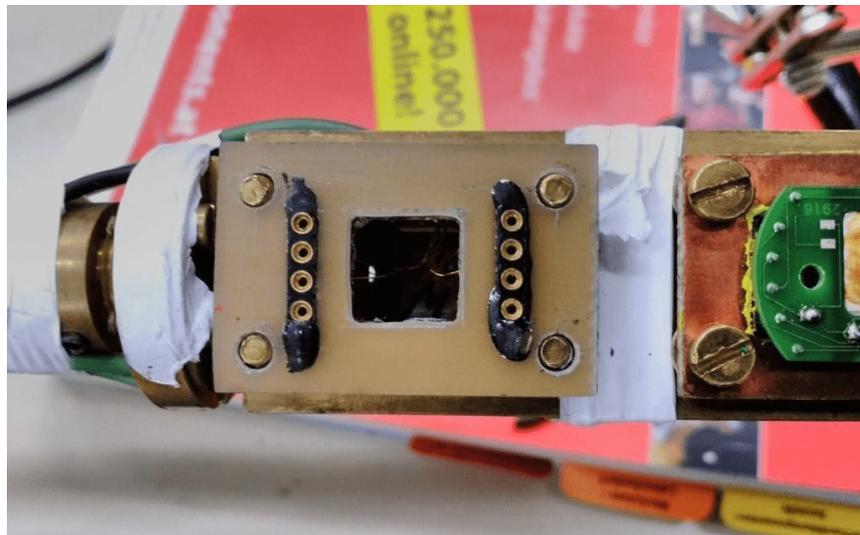


Abbildung E.6: Probenhalterung ohne Probe.

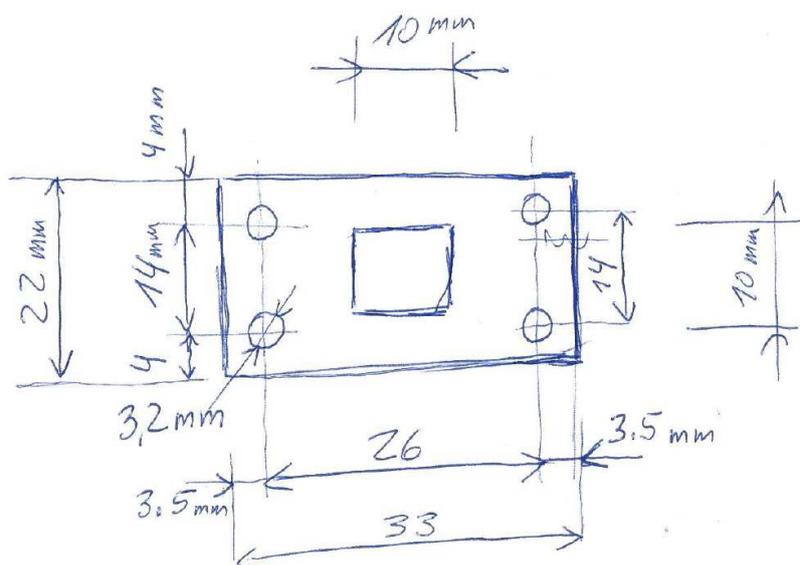


Abbildung E.7: Probenhalterung mit Dimensionsangaben.

E.6 D25- zu Fischer-Stecker

In Abbildung E.8 ist die festgelegte Nummerierung der einzelnen Pins auf dem D25-Stecker zu sehen.

In Tabelle E.2 sind die jeweiligen Verbindungen vom D25- zum Fischer-Stecker angegeben.

In Abbildung E.9 ist die Verdrahtung des D25-Steckers skizziert.

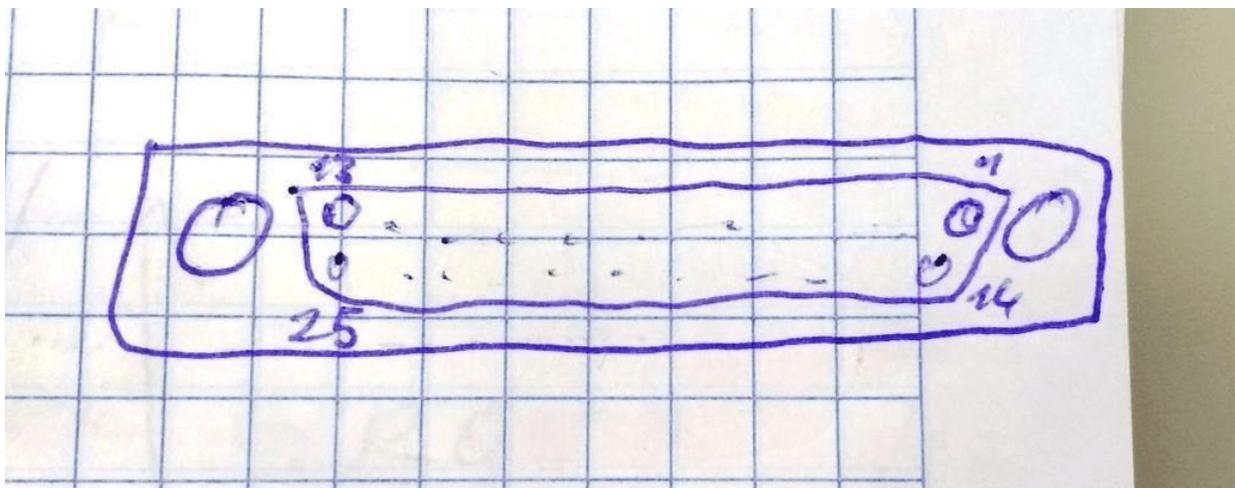


Abbildung E.8: Ansicht auf D25-Stecker (Skizze). Achtung: Nicht alle Pins sind belegt!

D25-1	Fischer	leitet	D25-2	Fischer	leitet
4	B2	V_1^+	4	B7	V_1^+
12	B2	I_4^+	12	B7	I_4^+
16	B3	V_1^-	16	B8	V_1^-
18	B3	I_2^-	18	B8	I_2^-
19	B2	V_2^-	19	B7	V_2^-
21	B3	I_3^-	21	B8	I_3^-
22	B2	V_3^-	22	B7	V_3^-
25	B3	V_4^-	25	B8	V_4^-
3	A6	I_1^+	3	A2	I_1^+
6	A5	I_2^+	6	A3	I_2^+
7	A6	V_2^+	7	A2	V_2^+
9	A6	I_3^+	9	A2	I_3^+
10	A5	V_3^+	10	A3	V_3^+
13	A6	V_4^+	13	A2	V_4^+
15	A5	I_1^-	15	A3	I_1^-
24	A5	I_4^-	24	A3	I_4^-
D25-3	Fischer	leitet	D25-4	Fischer	leitet
4	B5	V_1^+	4		V_1^+
12	B5	I_4^+	12		I_4^+
16	B4	V_1^-	16		V_1^-
18	B4	I_2^-	18		I_2^-
19	B5	V_2^-	19		V_2^-
21	B4	I_3^-	21		I_3^-
22	B5	V_3^-	22		V_3^-
25	B4	V_4^-	25		V_4^-
3	A11	I_1^+	3	A9	I_1^+
6	A7	I_2^+	6	A10	I_2^+
7	A11	V_2^+	7	A9	V_2^+
9	A11	I_3^+	9	A9	I_3^+
10	A7	V_3^+	10	A10	V_3^+
13	A11	V_4^+	13	A9	V_4^+
15	A7	I_1^-	15	A10	I_1^-
24	A7	I_4^-	24	A10	I_4^-

Tabelle E.2: Verbindungen zwischen D25- und Fischer-Stecker mit Belegung.

VERDRAHTUNG D-25 Stecker
SCANNER, LAKE SHORE BRIDGE 370

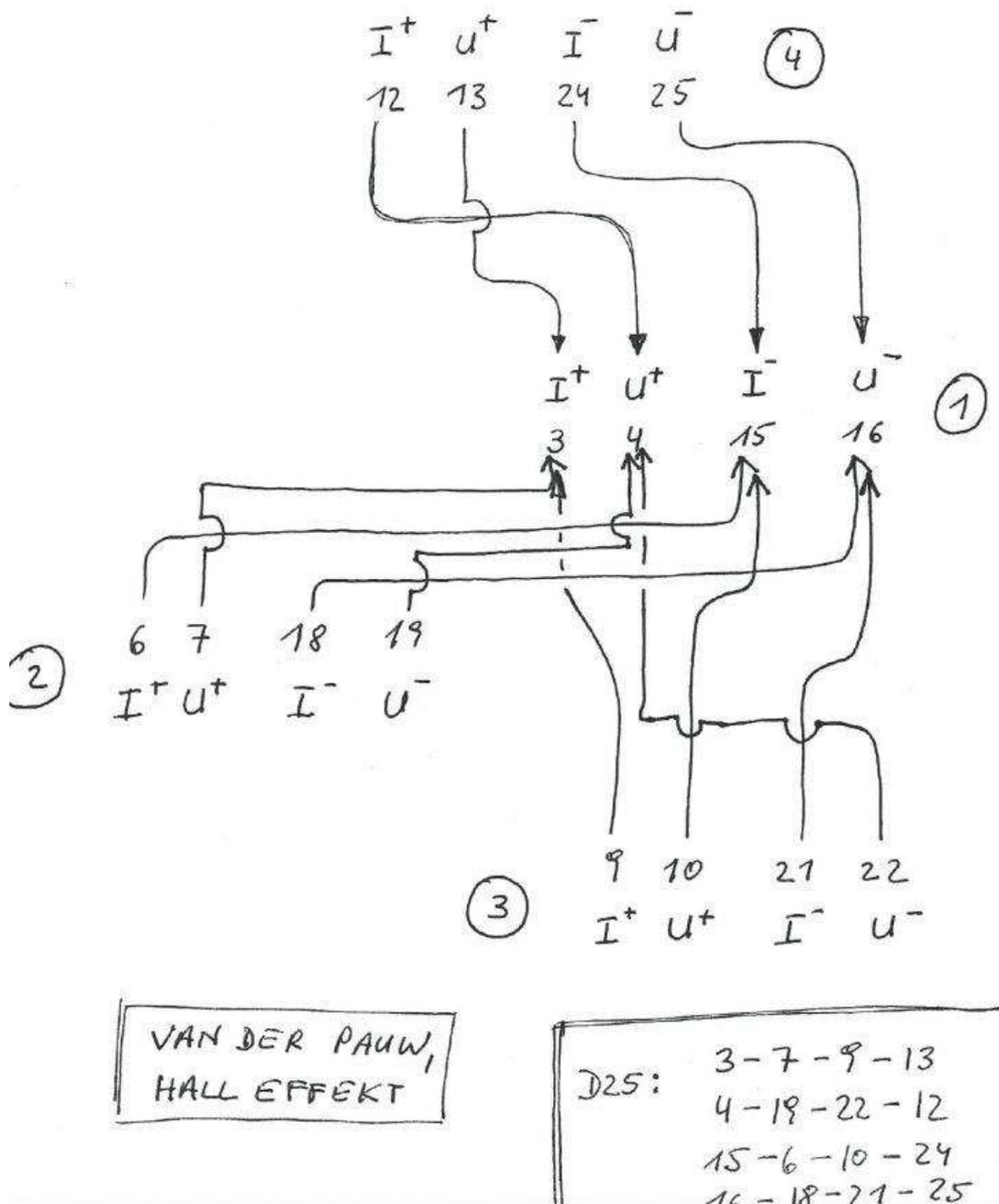


Abbildung E.9: Verdrahtung der D25-Stecker (Skizze).

Literaturverzeichnis

- [1] Alexander Riss. „Herstellung und Untersuchung von dünnen Schichten, basierend auf der Heusler-Verbindung Fe_2VAl , im Hinblick auf thermoelektrische Anwendungen“. Magisterarb. TU Wien, 2019 (siehe S. 1, 4, 44).
- [2] Patrick-Rene Heinrich. „Bestimmung der Ladungsträgerdichte in thermoelektrischen Materialien“. Magisterarb. TU Wien, 2012 (siehe S. 1, 4, 14, 30, 48).
- [3] Wolfgang Demtroeder. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer-Lehrbuch, 2013 (siehe S. 4, 14).
- [4] Gregory Durand. „Electrical properties of $\text{Ba}_8\text{PdXGe}(46\text{-X})$ compounds“. In: *Project work* (2007) (siehe S. 4, 14).
- [5] Sanjay Singh Shamim Sk P. Devi und Sudhir K Pandey. „Exploring the best scenario for understanding the high temperature thermoelectric behaviour of Fe_2VAl “. In: *Cornell University* (2018). URL: <https://arxiv.org/abs/1809.07015v1> (siehe S. 4).
- [6] URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/hochtemperatur-supraleiter/6805> (siehe S. 4).
- [7] Michael Katke. „Supraleitung - eine Einführung“. Magisterarb. Fachhochschule Aachen, 1999 (siehe S. 4, 24–26).
- [8] H. Ullmeier. „Grundlagen der Supraleitung“. Magisterarb. Forschungszentrum Jülich, 1990 (siehe S. 4).
- [9] K. Conder. „Supraleitung“. Magisterarb. ETH Zürich, 2010 (siehe S. 4).
- [10] W. Demtroeder. *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Lehrbuch, 2005 (siehe S. 4).
- [11] Michael Poneder. „Thermoelektrische Eigenschaften und Hall-Effekt dünner Schichten der stöchiometrisch veränderten Heuslerverbindung Fe_2VAl “. Magisterarb. TU Wien, 2017 (siehe S. 4, 14).
- [12] Johannes Wolfgang Rehak. „Thermoelektrizität in off-stöchiometrischen $\text{Fe}_2\text{V}_{1-x}\text{W}_x\text{Al}$ Heusler Systemen“. Magisterarb. TU Wien, 2017 (siehe S. 4, 14).
- [13] Friedrich Heusler. „Über magnetische Manganlegierungen“. In: *Berichte der Deutschen Physikalischen Gesellschaft* (1903) (siehe S. 4, 14).

- [14] Martin Kriegisch. „Aufbau eines Probenstabes zur hochgenauen Messung des Hall-Effekts an YbIr_2Si_2 “. Magisterarb. TU Wien, 2007 (siehe S. 14).
- [15] R. G. Chompers. „The Two-Band Effect in Conduction“. Magisterarb. Phys. Soc. London, 1952 (siehe S. 14, 23).
- [16] E. K. Arushanov und G. P. Chuiko. „The Magnetic Field Dependence of Kinetic Coefficients of Cadmium Arsenide Single Crystals“. Magisterarb. Phys. Stat. Sol., 1973 (siehe S. 14, 23).
- [17] Z. Fisk. „Low-temperature transport, thermodynamic, and optical properties of Fe-Si“. Magisterarb. Phys. Rev., 1997 (siehe S. 14, 23).
- [18] A. Fert und P. M. Levy. „Theory of the Hall effect in heavy-fermion compounds“. Magisterarb. Phys. Rev., 1987 (siehe S. 14).
- [19] *User's Manual Model 370 AC Resistance Bridge*. 2009 (siehe S. 30).
- [20] Roland Galos. „Kondo-Gitter Verhalten und magnetische Ordnung in $\text{YbCu}_{4.5}$ und $\text{Yb}_{0.78}\text{Y}_{0.22}\text{Cu}_4\text{In}$ “. Magisterarb. TU Wien, 2009 (siehe S. 34, 36, 38, 140).
- [21] Nicolas Robisch. „Field response studies on the substitution-driven modifications of ternary“. Magisterarb. TU Wien, 2014 (siehe S. 41).
- [22] Herbert Müller. *Thermal Expansion Cryostat Handling*. TU Wien. Nov. 2007 (siehe S. 125).
- [23] URL: www.eeel.nist.gov/812/hall.html.
- [24] Friedrich Röhrbacher. „Transport and Thermoelectric Performance of Ba8-based Clathrates“. Magisterarb. TU Wien, 2007.
- [25] Andrei Galatanu. *Calculations of resistivity and hall effect by VdP method*.
- [26] Ivan Michael Messner. „Druckabhängigkeit Ge-basierter Skutterudite und ternärer intermetallischer Verbindungen“. Magisterarb. TU Wien, 2015.
- [27] Ingeborg Bednar. „Thermoelectric properties of novel clathrates $\text{Ba}_8 \text{T}_x\text{T}'_y \text{Ge}_{46-x-y}$ ($\text{T}=\text{Cu},\text{Si},\text{Pd}$; $\text{T}'=\text{Zn}$) and $\text{Ba}_8\text{Ag}_z\text{Ge}_{46-z}$ ($z=2, 3, 4, 5$)“. Magisterarb. TU Wien, 2009.
- [28] Alexander Zavarsky. „Van der Pauw resistivity measurement and thermoelectric properties of $\text{Ba}_8\text{Zn}_x\text{Ni}_y\text{Ge}_{46-x-y}$ “. Magisterarb. TU Wien, 2010.
- [29] Igor Knapp. „Elektronischer und thermischer Transport in plastisch deformierten Skutteruditen“. Magisterarb. TU Wien, 2013.
- [30] G. Eguchi und S. Paschen. „Robust scheme for magnetotransport analysis in topological insulators“. In: *Physical Review B* 99, 165128 (2019).

Abbildungsverzeichnis

1.1	Bei vollständigen Heusler-Legierungen der Zusammensetzung X_2YZ sind zwei X-Positionen (L21-Struktur) besetzt, bei halben Heusler-Legierungen XYZ bleibt ein kubisch-flächenzentriertes Teilgitter unbesetzt (C1b-Struktur).	2
2.1	Seebeck-Effekt mit Thermospannung V_{AB} .	5
2.2	Geometrie zur Widerstandsmessung.	7
2.3	Vier-Leiter-Messung zur Bestimmung des spezifischen Widerstandes.	8
2.4	Zweibändige Struktur mit kastenförmiger Zustandsdichte; Die Bandlücke liegt in diesem Fall knapp oberhalb der Fermi-Energie.	11
2.5	Bändermodell eines Nicht-, Halb- und Leiters.	13
3.1	Hall-Effekt in Leitern mit Hall-Spannung U_H .	15
3.2	Beweglichkeit der Löcher (hier im dotierten Silizium) nimmt mit steigender Anzahl N pro Flächeneinheit ab.	17
3.3	Messgrößen in der Van-der-Pauw-Technik.	19
3.4	Messgrößen in der Van-der-Pauw-Technik.	20
3.5	Schematischer Aufbau für eine Hall-Effekt-Messung.	21
3.6	Beispiel einer Hall-Effekt-Messung mit Zwei-Band-System Auswertung; R_H ist der Hall-Koeffizient sowie R_0 und R_∞ die Hall-Koeffizienten im Grenzbereich.	25
4.1	PPMS-Probenhalter leer beziehungsweise mit stäbchenförmiger 4-Punkt-Probe inklusive schematischer Kontaktierung.	28
4.2	Realer PPMS-Probenhalter mit 6-Punkt-Probe beziehungsweise Van-der-Pauw-Probe inklusive schematischer Kontaktierung.	29
4.3	AC-Resistance-Bridge LAKE SHORE Modell 370 (Frontansicht).	30
4.4	^3He -Kryostat (Mitte) mit ^3He -Dewar (links) und Vakuumpumpen (rechts beziehungsweise im Hintergrund).	33
4.5	Abschnitte des ^3He -Kryostaten.	35
4.6	Probenstab-Ende mit Probenhalterungen.	37
4.7	Probenstab-Ende mit angebrachten Proben.	37
4.8	^4He -Kryostat (blau) mit Vakuumpumpen (rechts).	39
4.9	Komponenten-Skizze des ^4He Kryostaten.	40

5.1	Quaderförmige Probe aus Fe ₂ VAl mit vier angeschweißten Kupferdrähten und ausgehärteter Silberpaste.	42
5.2	Hall-Probe auf grünem Kunststoffhalter, montiert auf Probenhalterung des ³ He-Messstabes.	43
5.3	Kristallstruktur von Fe ₂ VAl. Die Eisen-Atome sind in der Grafik schwarz dargestellt, die Vanadium-Atome blau und die Aluminium-Atome rot. . . .	44
5.4	Illustration der Bindungen von Fe ₂ VAl. (a) Hybridisierung der s- und p-Orbitale von Fe und Al in der Zinkblenden-Struktur in bindende und anti-bindende Zustände. (b) Vollständige Bindung durch Hybridisierung und Umbesetzung der Elektronen mit eingezeichneter Fermi-Energie (rote Linie).	45
6.1	Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der quaderförmigen Fe ₂ V _{0.8} W _{0.2} Al-Probe.	50
6.2	Feldabhängigkeit der isothermen Magnetowiderstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der quaderförmigen Fe ₂ V _{0.8} W _{0.2} Al-Probe.	51
6.3	Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei unterschiedlichen konstanten Magnetfeldern der quaderförmigen Fe ₂ V _{0.8} W _{0.2} Al-Probe.	52
6.4	Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei äußerem Magnetfeld von 0 T der quaderförmigen Fe ₂ V _{0.8} W _{0.2} Al-Probe im Bereich von 4 bis 300 K.	53
6.5	Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der quaderförmigen Fe ₂ V _{0.9} W _{0.1} Al-Probe.	54
6.6	Feldabhängigkeit der isothermen Magnetowiderstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der quaderförmigen Fe ₂ V _{0.9} W _{0.1} Al-Probe.	55
6.7	Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei unterschiedlichen konstanten Magnetfeldern der quaderförmigen Fe ₂ V _{0.9} W _{0.1} Al-Probe.	56
6.8	Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} für eine 0 T Messung der quaderförmigen Fe ₂ V _{0.9} W _{0.1} Al-Probe im Bereich von 4 bis 300 K.	57
6.9	Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der plattenförmigen Fe ₂ VAl-Probe.	59
6.10	Feldabhängigkeit der isothermen Magnetowiderstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der plattenförmigen Fe ₂ VAl-Hall-Probe.	60
6.11	Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei unterschiedlichen konstanten Magnetfeldern der plattenförmigen Fe ₂ VAl-Probe.	61
6.12	Feldabhängigkeit des Hall-Widerstandes R_{xy} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der plattenförmigen Fe ₂ VAl-Probe.	62
6.13	Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstandes $\rho_{xy} = R_{xy} \cdot d$ bei konstanten Temperaturen der plattenförmigen Fe ₂ VAl-Probe.	63
6.14	Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei verschiedenen konstanten Temperaturen der plattenförmigen Fe ₂ VAl-Hall-Probe.	64
6.15	Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerdichte n der plattenförmigen Fe ₂ VAl-Probe.	65
6.16	Feldabhängigkeit der Beweglichkeit μ einer plattenförmigen Fe ₂ VAl-Probe.	66

6.17	Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen einer plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.	67
6.18	Feldabhängigkeit der isothermen Magnetowiderstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.	68
6.19	Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei unterschiedlichen konstanten Magnetfeldern der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.	69
6.20	Feldabhängigkeit des Hall-Widerstandes R_{xy} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.	70
6.21	Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstandes $\rho_{xy} = R_{xy} \cdot d$ bei konstanten Temperaturen der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.	71
6.22	Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei verschiedenen konstanten Temperaturen der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.	72
6.23	Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerdichte n der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.	73
6.24	Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit μ der plattenförmigen $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ -Probe.	74
6.25	Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe 02cW03.	76
6.26	Feldabhängigkeit der isothermen Magnetowiderstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der Dünnschichtprobe 02cW03.	77
6.27	Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei unterschiedlichen konstanten Magnetfeldern der Dünnschichtprobe 02cW03.	78
6.28	Feldabhängigkeit des Hall-Widerstandes R_{xy} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe 02cW03.	79
6.29	Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstandes $\rho_{xy} = R_{xy} \cdot d$ bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe 02cW03.	80
6.30	Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei verschiedenen konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe 02cW03.	81
6.31	Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W38- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$	82
6.32	Feldabhängigkeit der isothermen Magnetowiderstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der Dünnschichtprobe W38- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$	83
6.33	Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei unterschiedlichen konstanten Magnetfeldern der Dünnschichtprobe W38- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$	84
6.34	Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei 0 T der Dünnschichtprobe W38- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$	85
6.35	Feldabhängigkeit des Hall-Widerstands R_{xy} bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W38- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$	86
6.36	Feldabhängigkeit des Hall-Widerstands R_{xy} bei 4 K der Dünnschichtprobe W38- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ im Bereich von 0 bis 2 T mit Schrittweiten von 0.05 T.	87
6.37	Feldabhängigkeit des Hall-Widerstands R_{xy} bei 50 K der Dünnschichtprobe W38- $\text{Fe}_2\text{V}_{0.8}\text{W}_{0.2}\text{Al}$ im Bereich von -1 bis -1 T mit Schrittweiten von 0.05 T.	88

6.38 Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstands $\rho_{xy} = R_{xy} \cdot d$ bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al. 89

6.39 Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al. 90

6.40 Feldabhängigkeit des elektrischen Widerstandes ρ_{xx} bei verschiedenen konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W39-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al. 91

6.41 Feldabhängigkeit der isothermen Magnetowiderstandsänderung $\frac{\rho_{xx}(H)}{\rho_{xx}(0)}$ der Dünnschichtprobe W39-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al. 92

6.42 Feldabhängigkeit des Hall-Widerstands R_{xy} bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W39-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al. 93

6.43 Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstands $\rho_{xy} = R_{xy} \cdot d$ bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W39-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al. 94

6.44 Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei verschiedenen konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W39-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al. 95

7.1 Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstandes $\rho_{xy} = R_{xy} \cdot d$ bei konstanten Temperaturen (färbige Symbole) der plattenförmigen Fe₂VAl-Probe mit Ein-Band-Fit (durchgezogene Linien). 97

7.2 Feldabhängigkeit des spezifischen Hall-Widerstandes $\rho_{xy} = R_{xy} \cdot d$ bei konstanten Temperaturen (färbige Symbole) der plattenförmigen Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al-Probe mit Ein-Band-Fit (durchgezogene Linien). 98

7.3 Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei verschiedenen konstanten Temperaturen (färbige Symbole) der Dünnschichtprobe 02cW03 mit elektronischem Zwei-Band-Fit (durchgehende Linien). 99

7.4 Temperaturabhängigkeit der Fit-Parameter des Zwei-Band-Modells der Dünnschichtprobe 02cW03. 101

7.5 Temperaturabhängigkeit der kalkulierten Parameter des Zwei-Band-Modells von Dünnschichtprobe 02cW03. 103

7.6 Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al (färbige Symbole) mit elektronischem Zwei-Band-Fit (durchgehende Linien). 104

7.7 Temperaturabhängigkeit der Fit-Parameter des Zwei-Band-Modells der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al. 106

7.8 Temperaturabhängigkeit der berechneten Parameter des Zwei-Band-Modells der Dünnschichtprobe W38-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al. 108

7.9 Feldabhängigkeit des Hall-Koeffizienten $R_H = \frac{R_{xy} \cdot d}{B}$ bei konstanten Temperaturen der Dünnschichtprobe W39-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al (färbige Symbole) mit elektronischem Zwei-Band-Fit (durchgehende Linien). 109

7.10 Temperaturabhängigkeit der Fit-Parameter des Zwei-Band-Modells der Dünnschichtprobe W39-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al. 111

7.11 Temperaturabhängigkeit der kalkulierten Parameter des Zwei-Band-Modells der Dünnschichtprobe W39-Fe₂V_{0.8}W_{0.2}Al. 113

Die approbierte gedruckte Originalversion dieser Diplomarbeit ist an der TU Wien Bibliothek verfügbar.
The approved original version of this thesis is available in print at TU Wien Bibliothek.

C.1	Bestandteile des ^4He -Kryostaten-Systems.	127
E.1	Technische Skizze der einzelnen Komponenten des ^3He -Kryostaten.	142
E.2	Probenstab des ^3He -Kryostaten (Erläuterung der Abschnitte siehe untere Aufzählung).	143
E.3	Außenseite der Platine (Ansicht von Steckerseite - Plugview).	144
E.4	Innenseite der Platine (Ansicht von Lötseite - Solderview).	145
E.5	Probenstab - Verbindungen und Anordnungen (Solderview mit eigenen Notizen).	147
E.6	Probenhalterung ohne Probe.	148
E.7	Probenhalterung mit Dimensionsangaben.	148
E.8	Ansicht auf D25-Stecker (Skizze). Achtung: Nicht alle Pins sind belegt! . .	149
E.9	Verdrahtung der D25-Stecker (Skizze).	151

Tabellenverzeichnis

6.1	Hall-Effekt-Messreihen bei Raumtemperatur an der Messstation HERMES.	49
7.1	Gefittete Zwei-Band-Parameter für Hall-Koeffizient-Messreihe von Dünnschichtprobe 02cW03.	100
7.2	Kalkulierte Zwei-Band-Parameter $\mu_1, \mu_2, \rho_1, \rho_2, \sigma_1$ und σ_2 für Hall-Koeffizient-Messreihe der Dünnschichtprobe 02cW03.	102
7.3	Kalkulierte Zwei-Band-Parameter $R_{H,1}$ und $R_{H,2}$ für Hall-Koeffizienten der Dünnschichtprobe 02cW03.	102
7.4	Gefittete Zwei-Band-Parameter für Hall-Koeffizient-Messreihe der Dünnschichtprobe W38-Fe ₂ V _{0.8} W _{0.2} Al.	105
7.5	Kalkulierte Zwei-Band-Parameter $\mu_1, \mu_2, \rho_1, \rho_2, \sigma_1$ und σ_2 für Hall-Koeffizient-Messreihe der Dünnschichtprobe W38-Fe ₂ V _{0.8} W _{0.2} Al.	107
7.6	Kalkulierte Zwei-Band-Parameter $R_{H,1}$ und $R_{H,2}$ für Hall-Koeffizienten der Dünnschichtprobe W38-Fe ₂ V _{0.8} W _{0.2} Al.	107
7.7	Gefittete Zwei-Band-Parameter für Hall-Koeffizient-Messreihe der Dünnschichtprobe W39-Fe ₂ V _{0.8} W _{0.2} Al.	110
7.8	Kalkulierte Zwei-Band-Parameter $\mu_1, \mu_2, \rho_1, \rho_2, \sigma_1$ und σ_2 für Hall-Koeffizient-Messreihe der Dünnschichtprobe W39-Fe ₂ V _{0.8} W _{0.2} Al.	112
7.9	Kalkulierte Zwei-Band-Parameter $R_{H,1}$ und $R_{H,2}$ für Hall-Koeffizienten der Dünnschichtprobe W39-Fe ₂ V _{0.8} W _{0.2} Al.	112
E.1	Probenstab - Verbindungen und Anordnungen (Bei Fischerstecker: A bei großem Fischerstecker mit 18 Pins, B bei kleinem Fischerstecker mit 11 Pins).	146
E.2	Verbindungen zwischen D25- und Fischer-Stecker mit Belegung.	150